



Performance du calorimètre à argon liquide et recherche du boson de Higgs dans son canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ avec l'expérience ATLAS auprès du LHC.

Élodie Tiouchichine

► To cite this version:

Élodie Tiouchichine. Performance du calorimètre à argon liquide et recherche du boson de Higgs dans son canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ avec l'expérience ATLAS auprès du LHC.. Physique [physics]. Aix-Marseille Université, 2014. Français. NNT: . tel-01129989

HAL Id: tel-01129989

<https://hal.in2p3.fr/tel-01129989>

Submitted on 10 Mar 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Aix-Marseille Université
Faculté des Sciences de Luminy

THÈSE DE DOCTORAT

Ecole Doctorale 352
Physique et Sciences de la Matière
Centre de Physique des Particules de Marseille UMR 7346

Présentée par

Élodie Tiouchichine

en vue d'obtenir le grade de docteur d'Aix-Marseille Université

Performance du calorimètre à argon liquide et recherche du boson de Higgs dans son canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ avec l'expérience ATLAS auprès du LHC

Soutenue le 14 Novembre 2014 devant le jury composé de

Dr. Éric	KAJFASZ	Président du Jury
Dr. Emmanuel	MONNIER	Directeur de thèse
Dr. Arthur	SCHAFFER	Rapporteur
Dr. Yves	SIROIS	Examineur
Pr. Mossadek	TALBY	Examineur
Dr. Benjamin	TROCMÉ	Rapporteur

Atan arbaḥ icebḥan I kemini a yemma.

Remerciements

La thèse présentée dans ce manuscrit ne serait ce qu'elle est sans l'intervention de plusieurs personnes au cours de ces trois dernières années. Cette section me permet de les remercier.

Mes premiers remerciements se dirigent vers les membres de mon jury de thèse. À Eric Kajfasz d'en avoir accepté la présidence et en tant que directeur du Centre de Physique des Particules de Marseille de m'avoir accueilli dans son laboratoire durant ces trois dernières années. À Mossadek Talby, professeur d'électromagnétique à la faculté des sciences de Luminy durant ma seconde année de licence, de m'avoir donné l'opportunité de l'assister pour les travaux dirigés de ce même cours dans le cadre de mon monitorat. Ce fut un honneur et un grand plaisir. À Yves Sirois pour les encouragements et les commentaires sur le manuscrit. À Benjamin Trocmé et Arthur Schaffer d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit. Merci beaucoup pour ces long mois d'échanges et discussions qui m'ont permis d'améliorer la présentation de mes travaux. Merci Benjamin pour la patience avec laquelle tu m'as transmis ton savoir lors des semaines de shift au CERN. Merci RD, pour toujours avoir répondu au "SOS bug : le package ne compile pas", ce fut d'un très grand soutien. Enfin, je remercie Emmanuel Monnier, en tant que directeur de thèse, de m'avoir conduit vers ces différents travaux de thèse et pour m'avoir introduit aux groupes correspondants dans la collaboration ATLAS. Merci pour ta présence très opportune, ta manière de communiquer la passion que tu as pour ton métier, ta compréhension et ta patience lors des gros moments de rush.

Merci à l'ensemble du groupe ATLAS du CPPM pour leur soutien technique et moral. Merci plus particulièrement à Fabrice Hubaut pour avoir la porte toujours ouverte pour des questions, à Manu Le Guirriec pour l'aide technique que tu m'as apporté, à Jérôme Odier pour m'avoir aidé dans mes premiers pas dans le groupe $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ d'ATLAS, à Elisabeth Petit avec qui j'ai eu le plaisir de collaborer dans le cadre des études de la haute tension des calorimètres à argon liquide et durant les shifts Data Quality. Un très grand merci à Julien Maurer pour m'avoir introduit à ton cercle d'amis à mon arrivé en stage et pour ton soutien permanent dans tous les travaux que j'ai réalisé durant cette thèse. Merci aussi à mes super collègues de bureau sans qui certaines journées auraient eu un tout autre goût. À Claudia Bertella pour ta joie insatiable et à Georges pour ton humour si particulier et plus que bienvenu durant cette dernière année de thèse.

Au cours de ces trois années de thèse je me suis impliquée dans la vie du laboratoire concernant la vulgarisation scientifique. Je voudrais remercier Yann Coadou, avec qui

j'ai eu le grand plaisir de partager ces activités lors des MasterClass, les journées portes ouvertes et la première édition du Summer camp à l'Observatoire de Haute Provence.

Merci au groupe $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ d'ATLAS. Plus particulièrement aux conveners, Kostas, Christos, Fabien et Stefano pour avoir donné du crédit à mon travail. À Lydia, RD, Driss, Viageliss, Poppy, Haider, Sarah pour votre aide. Un grand merci à Lydia, Eleni et Ludovica pour tous les échanges qui m'ont permis de mener à bout mon travail sur l'estimation du bruit de fond.

J'ai la chance dans ma vie personnelle d'être très bien entourée par ma famille, mes amis et mi amor. Vous avez chacun à votre tour joué un rôle plus qu'important durant cette thèse et depuis bien plus longtemps. Les mots sont faibles pour vous remercier à la hauteur de votre soutien. Merci pour votre patience infinie, votre disponibilité à toute heure pour discuter (et on sait combien un doctorant perd très vite la notion du temps), la diversité de vos méthodes pour que je me ressaisisse en périodes de doute. Merci à ma mère pour m'avoir transmis sa persévérance, à Nicolas beau papa pour ton écoute, à mon frère Michel pour me faire toujours relativiser, à ma soeur Marie pour m'écouter presque tous les jours parler de ma thèse et mes résultats en retard et pourtant continuer à décrocher le téléphone le lendemain :) à mon frère Laurent pour m'encourager à aller au bout de ce que j'ai entrepris. Merci à ma tata Danielle pour tes messages d'encouragement, à ma cousine Johannie pour m'avoir motivé et félicité tous les soirs de ces derniers mois d'écriture même lorsque j'avais écrit un ligne dans la journée :) À ma cousine Noémie pour ton soutien. Merci à Chris, mon meilleur ami, pour être présent depuis toujours et de me rappeler de ne pas me plaindre ! A Jeannot, unique personne capable de m'écouter parler de physique pendant des heures sans essayer de changer de conversation, à ma Sosso pour être présente dans chaque étape importante de la vie des Tiouchichine :) Merci Jordan pour ces trois dernières années d'amitié. Merci Stéphanie pour ces pauses déjeuner très agréables en ta compagnie. Merci à mi amor pour ton soutien, ton amour, ta patience, ta patience et ta patience.

Je voudrais finalement remercier l'ensemble des personnes en plus du jury qui se sont impliquées dans la relecture de ce manuscrit à la chasse au fautes de français : Ivo, Céline, Elisabeth, Julien, Georges, Jordan. Merci merci.

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	15
1 Le Modèle Standard de la physique des particules et découverte du boson de Higgs	19
1.1 Introduction	20
1.2 Évolution historique des concepts de la physique des particules	20
1.3 Cadre théorique du Modèle Standard et mécanisme de brisure spontanée de symétrie	23
1.4 La recherche du boson de Higgs	28
1.4.1 Contraintes théoriques	28
1.4.2 Contraintes expérimentales au LEP et au Tevatron	29
1.4.2.1 Contraintes indirectes	29
1.4.2.2 Contraintes directes	29
1.4.3 Modes de production du boson de Higgs au LHC	30
1.4.4 Modes de désintégration du boson de Higgs	34
1.5 Découverte d'une nouvelle particule dans la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard au LHC	37
2 Dispositif expérimental : Le LHC et l'expérience ATLAS	41
2.1 Introduction	43
2.2 Motivations scientifiques du LHC	43
2.2.1 Mesures de précision	43
2.2.2 Recherche du boson de Higgs	44
2.2.3 Recherche au delà du Modèle Standard	46
2.3 Le grand collisionneur de hadrons : le LHC	46
2.3.1 Principales caractéristiques	46
2.3.2 Expériences au LHC	47
2.3.3 Système magnétique du LHC	48
2.3.4 Chaîne d'injection et d'accélération des protons au LHC	49
2.3.5 Configuration et performance du LHC durant le Run 1	50
2.4 Le détecteur ATLAS	51
2.4.1 Le trajectographe interne	52

2.4.1.1	Le détecteur à pixels	52
2.4.1.2	Le trajectographe à micropistes de silicium (SCT)	55
2.4.1.3	Le trajectographe à rayonnement de transition (TRT)	55
2.4.1.4	Aimant solénoïde du trajectographe interne	56
2.4.1.5	Performance du trajectographe interne	56
2.4.2	Le système calorimétrique	59
2.4.2.1	Les calorimètres à argon liquide	60
2.4.2.2	Calorimètre à tuiles	67
2.4.2.3	Performances du système calorimétrique	68
2.4.3	Les spectromètres à muons	70
2.4.3.1	Les aimants toroïdaux des spectromètres à muons	72
2.4.3.2	Performance des spectromètres à muons	72
2.4.4	Le système de déclenchement	73
2.5	De l'acquisition des données à leur analyse	77
2.5.1	Acquisition des données et leur organisation	77
2.5.2	Contrôle de la qualité des données d'ATLAS	77
2.5.3	Reconstruction et identification des objets	79
2.5.3.1	Électrons et photons	82
2.5.3.2	Les muons	87
2.6	Corrections génériques	89
2.6.1	Échelle d'énergie et impulsion des leptons	90
2.6.2	Corrections appliquées sur la simulation	90

3 Étude des effets des variations de la haute tension dans les calorimètres à argon liquide **93**

3.1	Introduction	95
3.2	Définition et traitement des problèmes liés aux calorimètres à argon liquide	95
3.2.1	Bruit cohérent de cellules	96
3.2.2	Canaux bruyants isolés	98
3.2.3	Couverture géométrique et données corrompues	100
3.2.4	Court circuit de lignes haute tension	101
3.2.4.1	Distribution de la haute tension	101
3.2.4.2	Les phases de la haute tension	102
3.2.4.3	Qualité des données	105
3.3	Étude de l'effet des variations de la haute tension sur la qualité des données	106
3.3.1	Motivations de l'étude	106
3.3.2	Étude des runs spéciaux	107
3.3.2.1	Configuration des runs spéciaux	107
3.3.2.2	Sélection des données	107
3.3.2.3	Sélection des objets	108
3.3.2.4	Stratégie de l'analyse et résultats	109
3.3.3	Étude de l'ensemble des données 2011	115
3.3.3.1	Étude des données en dehors des périodes de collision	115
3.3.3.2	Étude des données durant collision	117

3.3.3.3	Contrôle de la reconstruction de l'énergie transverse manquante	119
3.3.4	Étude HV Trip des nouveaux modules haute tension	121
3.3.5	Conclusion	123
3.4	Résumé des performances des calorimètres à argon liquide	124
4	Efficacité de reconstruction des électrons dans les premières données collectées en 2012	127
4.1	Introduction	128
4.2	Efficacités de sélection des électrons et méthode Tag and Probe	129
4.2.1	Définition des facteurs d'efficacité des électrons	129
4.2.2	Méthode Tag and Probe pour les mesures d'efficacité	129
4.3	Mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons	131
4.3.1	Données et simulation Monte Carlo	131
4.3.2	Sélection des événements	131
4.3.2.1	Définition des efficacités et méthode de mesure	132
4.3.3	Estimation du bruit de fond et résultats	134
4.3.3.1	Méthode des <i>templates</i>	135
4.3.3.2	Amélioration de l'estimation du bruit de fond	141
4.4	Conclusion	146
5	Sélection du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$	149
5.1	Introduction	151
5.2	Données et simulations Monte Carlo	152
5.2.1	Échantillon de données et chaînes de déclenchement	152
5.2.2	Échantillon de Monte Carlo	153
5.2.2.1	Simulation du signal	153
5.2.2.2	Simulation des bruits de fond	154
5.3	Corrections	155
5.3.1	Efficacité des chaînes de déclenchement	155
5.3.2	Correction de variable d'isolation des électrons	156
5.3.3	Combinaison $E - p$ pour les électrons	157
5.3.4	Efficacité de reconstruction et d'identification des leptons	157
5.4	Sélection des événements	157
5.4.1	Sélection des objets	158
5.4.1.1	Sélection des muons	158
5.4.1.2	Sélection des électrons	158
5.4.1.3	Recouvrement des leptons	159
5.4.2	Reconstruction des candidats $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$	159
5.4.2.1	Reconstruction des bosons Z et $Z^{(*)}$	159
5.4.2.2	Critères de discrimination du bruit de fond	160
5.4.2.3	Acceptance de la sélection sur le signal	162
5.4.3	Correction de la masse reconstruite $m_{4\ell}$	163

5.4.3.1	Prise en compte des photons radiatifs dans l'état final . . .	164
5.4.3.2	Correction de $m_{4\ell}$ à l'aide de contraintes sur la masse du boson Z	165
5.4.4	Discriminant BDT_{ZZ^*}	166
5.5	Définition et estimation du bruit de fond	167
5.5.1	Bruit de fond irréductible	167
5.5.2	Bruit de fond réductible	168
5.5.2.1	Méthodes d'estimation dans les canaux $4\mu, 2e2\mu$	168
5.5.2.2	Méthodes d'estimation dans les canaux $4e, 2\mu2e$	169
5.6	Estimation du bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu2e$	174
5.6.1	Description générale de la méthode	174
5.6.2	Définition des régions de contrôle	175
5.6.2.1	Région de contrôle $Z + X$	175
5.6.2.2	Région de contrôle $Z + XX$	186
5.6.3	Extraction des efficacités	192
5.6.3.1	Mesure des efficacités dans les données	192
5.6.3.2	Mesure des efficacités basée sur la simulation Monte Carlo	202
5.6.4	Validation de la méthode	206
5.6.5	Résultats de la méthode des fonctions de transfert	208
5.6.5.1	A partir des efficacités mesurées dans les données	208
5.6.5.2	A partir des efficacités mesurées dans la simulation Monte Carlo	211
5.7	Résumé des estimations du bruit de fond réductible $\ell\ell + ee$	212
5.8	Extraction de la forme du bruit de fond réductible	213
5.9	Résultats de l'analyse sur les données de 2011 et 2012	218
5.10	Mesures des propriétés du boson de Higgs	222
5.10.1	Masse du boson de Higgs	222
5.10.2	Largeur de la résonance	223
5.10.3	Spin et parité	223
5.10.4	Couplages	224
	Conclusion	229
	Annexes	233
	A Coordonnées géométriques et nomenclature du détecteur ATLAS	234
	B Représentation d'événement	236
	C Outils statistiques	240
	C.1 Test statistique	240
	C.2 Limites d'exclusion	241
	C.3 Significane de découverte	241
	Bibliographie	243

Introduction

La physique des particules se concentre sur la compréhension de la composition de la matière en particules élémentaires et des interactions qui existent entre elles. Depuis plus d'un siècle, cette tâche a occupé un grand nombre de théoriciens et d'expérimentateurs, aboutissant dans les années 60, à la formulation du Modèle Standard. Ce dernier, dont le cadre est la théorie quantique des champs, considère les particules de matière comme des excitations d'un champ quantique fermionique et les interactions entre elles comme l'échange d'un boson vecteur. Le succès de ce modèle théorique repose sur son fort pouvoir de prédiction en accord précis avec les mesures expérimentales de ses principaux paramètres. Depuis la deuxième moitié du XX^{ème} siècle, le boson de Higgs, prédit par le Modèle Standard pour expliquer le mécanisme d'acquisition de la masse des bosons et des fermions, est une des priorités des programmes de recherche auprès des grands accélérateurs. Des contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs ainsi que les recherches de celui-ci auprès des collisionneurs électron-positron au LEP et proton-antiproton au TeVatron ont permis de guider les recherches menées auprès du grand collisionneur de hadron, le LHC, notamment en précisant les régions de masse à explorer.

Le LHC est le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules jamais construit. Les deux détecteurs généralistes ATLAS et CMS, installés au LHC ont enregistré près de 25 fb^{-1} chacun, de collisions proton-proton, avec une énergie au centre de masse de 7 TeV en 2011 et 8 TeV en 2012. Le 4 Juillet 2012, les expériences ATLAS et CMS ont conjointement annoncé la découverte d'une nouvelle particule compatible avec un boson de Higgs. Cette découverte sera saluée par le prix Nobel de physique 2013 attribué à Peter Higgs et François Englert pour la formulation du mécanisme de brisure spontanée de symétrie électrofaible à l'origine des masses des particules et la prédiction du boson de Higgs. Depuis cette découverte, la quantité de données enregistrées a été multipliée par un facteur deux et les analyses de données spécifiques à la sélection du boson de Higgs ont évolué d'une perspective de découverte à la mesure des propriétés de cette nouvelle particule.

J'ai commencé ma thèse au sein de l'expérience ATLAS en Octobre 2011, à la fin de la première année de prises de données de collisions proton-proton, en participant aux activités liées à l'analyse du boson de Higgs dans un de ses canaux principaux $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ où il se désintègre en deux bosons $Z^{(*)}$ qui eux mêmes se désintègrent en paires d'électron-positron ou en paires de muon-antimuon. Dans ce contexte, mes travaux au cours de ces trois dernières années se sont séparés en deux temps : l'avant et l'après

découverte du nouveau boson. D'abord, je me suis concentrée sur un point critique qui est la maximisation du nombre de données de qualité exploitables dans les analyses de physique. Puis, un autre point crucial pour la recherche et la découverte du boson de Higgs dans le canal en quatre leptons a été la mesure des efficacités de reconstruction des électrons dans les premières données collectées en 2012 à laquelle j'ai contribué. Dans la période qui a suivi cette découverte, l'analyse a été améliorée afin d'exploiter au mieux le potentiel du détecteur pour les mesures de précision des propriétés de ce nouveau boson, où je me suis particulièrement impliquée, en particulier dans l'estimation du bruit de fond.

Ce document est organisé de manière suivante. Après une rétrospective sur les points majeurs de nos connaissances dans le domaine de la physique des particules, on verra dans le chapitre 1 comment le mécanisme de brisure spontanée de symétrie du secteur électrofaible génère la masse des bosons médiateurs de la force électrofaible W^\pm et Z . De plus, la recherche du boson de Higgs avant le LHC est présentée ainsi que sa découverte par les expériences ATLAS et CMS.

On verra dans le chapitre 2 le programme de recherche du LHC et les choix technologiques qui ont été retenus pour la construction du plus grand détecteur jamais construit : le détecteur ATLAS. Ce dernier est composé de plusieurs sous-détecteurs spécialisés dans la mesure de la trajectoire des particules chargées, de l'énergie manquante et de celle des particules électromagnétiques et hadroniques, de la trajectoire des muons et ainsi que du déclenchement de l'acquisition sur ces objets physiques. Dans ce chapitre sont présentés chacun de ces sous-détecteurs, ainsi que leurs principales performances au cours des années 2011 et 2012.

Parmi eux, le calorimètre à argon liquide a joué un rôle très important notamment dans la mesure de l'énergie des électrons et des photons, leur reconstruction et leur identification. Dans le chapitre 3, les procédures pour optimiser la qualité des données acquises par les calorimètres à argon liquide sont introduites, en particulier sont présentées les études qui ont permis de valider la qualité des données collectées par les calorimètres à argon liquide durant des périodes où les conditions de fonctionnement ne sont pas optimales.

Les données collectées durant l'année 2012 ont bénéficié de nouveaux algorithmes de reconstruction des électrons prenant en compte la quantité de matière traversée avant de pénétrer dans les calorimètres. Dans le chapitre 4, la mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons dans les premières données de 2012 et la simulation Monte Carlo est présentée. Pour l'ensemble des données collectées en 2012, les méthodes de mesures ont évolué et sont aussi présentées.

Ma contribution dans l'analyse du boson de Higgs, qui constitue le coeur de mes travaux de thèse, fait l'objet du chapitre 5. J'ai participé à l'optimisation de l'analyse dans le but de mesurer les propriétés du boson de Higgs dans le canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$. Pour cela, j'ai développé une méthode d'estimation du bruit de fond intervenant majoritairement dans les canaux où le boson Z^* se trouvant hors de sa couche de masse se désintègre en une paire d'électron-positron. Ce chapitre présente ces études et l'analyse sur les données de 2012, à laquelle j'ai participé, puis ensuite les résultats de la mesure des propriétés du boson de Higgs obtenue avec l'ensemble des données collectées en 2011 et 2012.

Chapitre 1

Le Modèle Standard de la physique des particules et découverte du boson de Higgs

Contenu du chapitre

1.1	Introduction	20
1.2	Évolution historique des concepts de la physique des particules	20
1.3	Cadre théorique du Modèle Standard et mécanisme de brisure spontanée de symétrie	23
1.4	La recherche du boson de Higgs	28
1.4.1	Contraintes théoriques	28
1.4.2	Contraintes expérimentales au LEP et au Tevatron	29
1.4.2.1	Contraintes indirectes	29
1.4.2.2	Contraintes directes	29
1.4.3	Modes de production du boson de Higgs au LHC	30
1.4.4	Modes de désintégration du boson de Higgs	34
1.5	Découverte d'une nouvelle particule dans la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard au LHC	37

1.1 Introduction

La physique des particules est une branche des sciences fondamentales qui tente d'expliquer de quoi est faite la matière et comment interagissent entre elles les particules élémentaires qui la composent. Les avancements de nos connaissances dans ce domaine ont tantôt été initiés par des prédictions théoriques, vérifiées par l'expérience, ou par des découvertes expérimentales. Les principales méthodes expérimentales utilisées sont :

- La diffusion de particules qui entrent en collision avec une cible fixe. Le paramètre mesuré est l'angle de diffusion.
- La désintégration de particules et l'étude des produits de réaction.
- La collision de faisceaux de particules, comme par exemple d'électron-positron, de proton-proton, ou encore de proton-antiproton.

Les informations mesurées expérimentalement ont permis peu à peu de confirmer ou d'affiner le modèle théorique, connu aujourd'hui comme le Modèle Standard, qui décrit les interactions entre les particules. Un des points critiques du Modèle Standard était de savoir si les particules élémentaires acquièrent leur masse par le mécanisme de brisure spontanée de symétrie proposé par Higgs [1], Englert et Brout [2] en 1964. Dès lors, plusieurs recherches ont été menées auprès des grands accélérateurs : au LEP (*Large Electron Positron*) [3] au Centre Européen de Recherche Nucléaire (CERN), au Tevatron [4] à FermiLab et finalement au LHC (*Large Hadron Collider*) [5] au CERN afin de révéler l'existence du boson de Higgs, la particule témoin de ce mécanisme. Le LHC est doté de deux détecteurs généralistes : ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [6] et CMS (*Compact Muon Solenoid*) [7]. Le 4 Juillet 2012, la découverte d'une particule d'une masse environnant 126 GeV est annoncée par les collaborations ATLAS et CMS [8] [9].

Dans la section 1.2 sont résumés les faits qui ont marqué l'évolution historique de nos connaissances en physique des particules [10] [11]. La section 1.3 [12] résume le cadre théorique du Modèle Standard et du mécanisme de brisure spontanée de symétrie. Ensuite dans la section 1.4 sont présentés les modes de productions au LHC et de désintégration du boson de Higgs. Finalement, les sections 1.4.2 et 1.5 présentent respectivement les résultats de la recherche du boson de Higgs avant le LHC et sa découverte au LHC.

1.2 Évolution historique des concepts de la physique des particules

Le photon

Dans la seconde moitié du XIX^{ème} siècle, les recherches menées sur le calcul du spectre de puissance du rayonnement électromagnétique d'un corps noir conduisent à ce qu'on nomme la catastrophe ultraviolette : l'énergie prédite est infinie ! Pour résoudre ce problème, en 1900 Planck introduit un concept, très innovant, en supposant que l'émission ou l'absorption de la lumière par la matière ne se fait que par multiple entier d'un quanta d'énergie : Le photon¹. En 1905, se basant sur ce concept, Einstein expliquera les ob-

1. Il ne sera nommé ainsi qu'en 1926 par le chimiste G. Lewis.

servations faites en 1902 par Lennard selon lesquelles, quand la lumière vient frapper une surface de métal, l'énergie des électrons émis dépend seulement de la fréquence de la lumière et le nombre d'électrons émis dépend seulement de l'intensité de la lumière. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet photoélectrique.

L'atome : de la mécanique classique à la mécanique quantique relativiste

Parmi les particules aujourd'hui considérées comme élémentaires, l'électron a été le premier découvert. En 1897, Thomson étudie la déviation par un champ magnétique d'un jet de particules, qu'il croit être des rayons. Par la mesure du rayon de courbure, il déduit leur charge négative et leur masse qu'il s'étonne d'être incroyablement plus petite que n'importe quel ion connu. Il comprend alors que cette particule qui compose le jet, l'électron, est un constituant de l'atome qu'il croyait indivisible. Plus tard, en 1909, Rutherford, Geiger et Marsden, en bombardant une feuille d'or avec des noyaux d'hélium, observent une multitude de particules qui traversent la feuille, comme si celle-ci était constituée essentiellement de vide, et des rétrodiffusions qui manifestent la présence d'un noyau "dur". Ils en concluent que la masse de l'atome est presque totalement contenue dans un noyau en son centre. La force responsable de l'interaction entre les électrons et le noyau chargé positivement est la force électromagnétique. Plus tard dans les années 20, Rutherford postule la présence d'une particule constituante du noyau en plus des protons et dont la charge est nulle : le neutron, qui sera découvert en 1932 par Chadwick.

Basé sur le concept de quantification de l'énergie, introduit par Planck et Einstein, Bohr postule en 1913 la quantification du moment angulaire orbital des électrons dans l'atome, ce qui implique que les orbites stables sont discrètes. Le passage de l'une à l'autre se manifeste par l'émission ou l'absorption d'un quanta d'énergie (photon). Ce modèle permet d'expliquer les expériences de spectroscopie ainsi que nombreuses propriétés du tableau périodique des éléments de Mendeleev.

En 1923, Louis de Broglie fait l'hypothèse que les particules peuvent se comporter comme des ondes. Cette hypothèse est confirmée en 1927 par les observations de Davisson et Germer du phénomène de diffraction et d'interférence d'un faisceau d'électrons sur un cristal de nickel. Afin de modéliser ce comportement, Schrödinger introduit l'équation d'onde qui portera son nom, faisant naître la mécanique quantique ondulatoire. Lorsque en 1927 Dirac propose sa version relativiste de l'équation d'onde [13], il apparaît que l'une des solutions prédit des particules d'énergie négative. En 1948, Feynman interprète cette solution comme une particule qui remonte le cours du temps qui est équivalent à la propagation d'une anti-particule dans le temps. En 1932, Anderson découvre dans les rayons cosmiques une particule de même masse que l'électron et de charge positive : le positron, l'antiparticule de l'électron.

Les hadrons et le modèle des quarks

Pendant les 20 années qui ont suivi la découverte du pion par Powell et ses collaborateurs en 1947, les physiciens ont mis en évidence une multitude de particules auprès

des expériences avec les accélérateurs. Le développement des chambres à bulles à partir des années 1960 rend les mesures et les analyses de physique de plus en plus précises et révèle des résonances dans les distributions de masses invariantes des états finaux. Ces résonances, ou pics de masse, manifestent la présence de particules qui se désintègrent un temps très court après la collision.

Les physiciens entreprennent alors de catégoriser les particules selon le type d'interaction auquel elles sont sensibles : les leptons sensibles à l'interaction faible, et celles sensibles à l'interaction forte qui seront catégorisées elles mêmes en deux groupes, les mésons de spin entier et les baryons de spin demi entier.

Parmi les particules découvertes, on remarque que le Kaon étrange est toujours créé avec des particules étranges. Gell-Mann, Nakano et Nishijima en déduisent qu'une quantité appelé l'étrangeté est conservée par l'interaction forte. En 1961 Gell-Mann et Ne'eman remarquent que les mesons et baryons observés peuvent s'arranger suivant des formes géométriques selon leur charge électrique et leur étrangeté. Ceci permet de prédire l'existence du baryon Ω^- d'une masse de 1680 MeV et qui sera découvert à *Brookhaven National Laboratory* (BNL) puis au CERN en 1963.

En 1964, Gell-Mann et Zweig proposent indépendamment un modèle de quarks, apparaissant sous trois saveurs différentes : u , d , s , et de leurs antiparticules. Les quarks de spin 1/2 seraient les constituants élémentaires des hadrons, les mésons seraient composés de deux et les baryons de trois quarks. Selon Glashow, Iliopoulos et Maiani, ce triplé de saveurs doit être complété par le quark charm c dont l'existence sera confirmée en 1974 à SLAC avec la découverte du méson J/Ψ ($c\bar{c}$). C'est en 1977 que le quark beauté b est découvert à travers la résonance Υ ($b\bar{b}$), et en 1994 que le quark top t est découvert dans des événements $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$ au Tevatron à FermiLab.

En plus du spin et de la charge électrique, la couleur est un nouveau degré de liberté de l'état quantique des quarks postulé en 1964 par Greenberg, Han et Nambu, suite à la découverte de la particule Δ^{++} composé de 3 quarks, afin de conserver le principe d'exclusion de Pauli pour les fermions.

Les leptons

Alors qu'ils cherchaient les pions de Yukawa dans les rayons cosmiques, Anderson et Neddermeyer découvrent en 1936 le muon μ . D'autre part, le tau (τ) est découvert en 1975 à SLAC. Le muon et le tau possèdent les mêmes caractéristiques que l'électron avec des masses 200 fois plus élevée et deux fois celle du proton respectivement.

La désintégration β d'un neutron en proton découverte par Becquerel en 1896 présente une caractéristique qui semblait remettre en question le principe de conservation de l'énergie. Au lieu d'une énergie bien définie l'électron est émis avec un spectre d'énergie continu. Pour expliquer cette observation, Pauli postule en 1930 qu'une troisième particule, baptisée neutrino en 1933 par Fermi, fait partie de l'état final et que son interaction avec la matière est très faible. Le neutrino sera finalement découvert en 1956 par Reines et Cowan.

En utilisant un faisceau de neutrinos à BNL, un groupe dirigé par Lederman, Shwartz et Steinberger montre que les neutrinos issus des désintégrations des pions chargés sont

différents (ν_e et ν_μ) selon la saveur du lepton de l'état final (e ou μ). Chaque lepton aurait son neutrino associé (ν_e , ν_μ et ν_τ).

1.3 Cadre théorique du Modèle Standard et mécanisme de brisure spontanée de symétrie

On a vu dans la section précédente que les particules de matière élémentaires peuvent être classifiées en familles de quarks et de leptons. Le Modèle Standard est la théorie actuelle de la physique des particules qui décrit ces particules élémentaires ainsi que les trois interactions fondamentales auxquelles elles sont assujetties. La force forte est responsable en premier lieu du confinement des quarks en hadrons, tels les nucléons, et résiduellement de la cohésion des nucléons dans les noyaux. La force faible est responsable de la radioactivité et contribue à certains processus nucléaires à l'oeuvre dans les étoiles. La force électromagnétique maintient en premier lieu les électrons dans les atomes. De plus, elle assure la cohésion des atomes entre eux (au sein des molécules, des cristaux, etc...) donc de la matière à grande échelle. Ces trois forces sont expliquées par l'échange de particules médiatrices, les bosons de jauge, entre les fermions². Le Modèle Standard des particules contient 12 particules de matière (les leptons et les quarks) et leurs antiparticules avec les bosons de jauge (les 8 gluons, le photon et les 3 bosons de la force faible Z^0, W^\pm) et le boson de Higgs. On peut voir dans la figure 1.1 une table des particules de matière et des bosons avec leur caractéristiques.

Unification électrofaible

Le Modèle Standard de la physique des particules se fonde sur la théorie quantique des champs où les objets fondamentaux sont des champs (quantiques), dont les modes d'excitation sont perçus comme des particules. Son élaboration commence dans les années 1948-49 avec la formulation par Tomonaga, Schwinger et Feynman de l'électrodynamique quantique (QED) qui décrit l'interaction électromagnétique[15][16]. En 1954, Yang et Mills introduisent une théorie des champs de jauge non-abélienne³ où la notion de symétrie de jauge locale est centrale [17]. L'invariance sous une symétrie de jauge locale du lagrangien de la théorie, \mathcal{L} , est une contrainte formelle forte qui semble imposer l'apparition d'une interaction et dicter la forme du lagrangien d'interaction, \mathcal{L}_{int} .

Dans les années soixante, Glashow, Salam et Weinberg s'appuient sur cette notion d'invariance de jauge dans la perspective d'unifier les interactions faible et électromagnétique en une théorie électrofaible [18, 19, 20, 21]. Le lagrangien invariant sous transformation du groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ décrivant l'interaction électrofaible entre fermions (de masse nulles) s'écrit :

$$\mathcal{L}_{int} = \mathcal{L}_{int}^{charge} + \mathcal{L}_{int}^{neutre},$$

2. et parfois même entre eux, dans une théorie de jauge non-linéaire telle que la QCD

3. généralisant l'exemple abélien de l'électromagnétisme

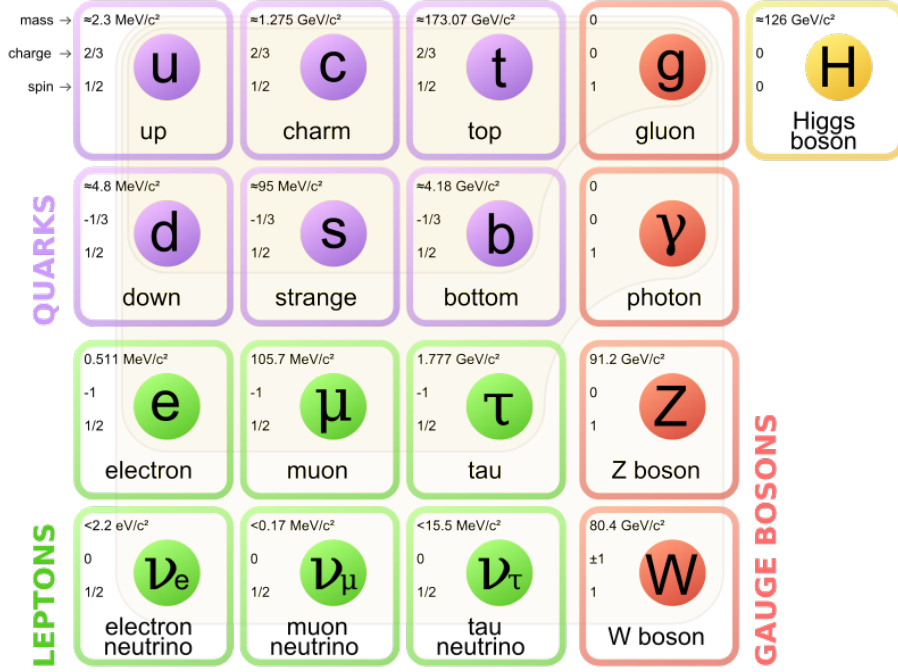


Figure 1.1 – Les particules du Modèle Standard [14].

avec :

$$\mathcal{L}_{int}^{charge} = -\frac{g_w}{\sqrt{2}}[W_\mu^+ J^{+\mu} + W_\mu^- J^{-\mu}] \quad \text{et} \quad \mathcal{L}_{int}^{neutre} = -eA_\mu J_{em}^\mu - \frac{g'_w}{2}Z_\mu J_{NC}^\mu.$$

Où g_w est la constante de couplage d'isospin faible entre les champs faibles chargés W^\pm et les courants $J^{+\mu} = \frac{1}{2}\bar{f}_1\gamma^\mu(1-\gamma^5)f_2$, $J^{-\mu} = \frac{1}{2}\bar{f}_2\gamma^\mu(1-\gamma^5)f_1$. De plus, e est la constante de couplage électromagnétique entre le champ électromagnétique A_μ et le courant $J_{em}^\mu = Q_f\bar{f}\gamma^\mu f$. Enfin, $g'_w = \frac{e}{\sin\theta_W\cos\theta_W}$ (avec θ_W , l'angle de Weinberg) est la constante de couplage entre le champ faible neutre Z_μ et le courant $J_{NC}^\mu = \bar{f}\gamma^\mu(v_f - a_f\gamma^5)f$ (avec $v_f = I_w^3 - 2Q_f\sin^2\theta_W$, $a_f = I_w^3$)

Cette formulation prédit l'interaction faible par courants neutres c'est-à-dire le couplage des fermions au boson Z^0 . Ces prédictions sont confirmées expérimentalement en 1973 auprès de l'expérience Gargamelle au CERN qui met en évidence les premiers événements issus de l'interaction faible par courant neutre [22], et en 1983 avec la découverte des bosons W^\pm et Z^0 auprès des expériences UA1 et UA2 au $Spp\bar{S}$ [23] [24].

Malgré son fort pouvoir prédictif, le modèle électrofaible reste à ce stade insatisfaisant. En effet, l'invariance de jauge du lagrangien \mathcal{L}_{int} impose qu'il ne contienne pas de termes de masse pour les champs de jauge. Ainsi, la théorie contraint les bosons à avoir une masse nulle. Or, les mesures expérimentales sont en total désaccord avec ces prédictions, en effet elle révèle que les bosons W^\pm et Z^0 ont des masses très importantes.

Mécanisme de brisure spontanée de symétrie dans le secteur électrofaible

Le mécanisme d'acquisition de masse des bosons de jauge est proposé indépendamment en 1964 par R. Brout et F. Englert, P. Higgs, G. Guralnik et C.R. Hagen et T. Kibble [1, 2, 25]. Appliqué au modèle électrofaible, ce mécanisme qui repose sur le concept de brisure spontanée de symétrie, introduit l'existence d'un doublet de champs scalaires complexes $\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$ partout dans le vide. Le lagrangien du champ scalaire s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = T(\Phi) - V(\Phi) = D^\mu \Phi^\dagger D_\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2,$$

où μ, λ sont des paramètres libres. La dérivé covariante s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_w W_\mu^a \frac{\sigma^a}{2} + ig' \frac{Y_w}{2} B_\mu,$$

Où W_μ^a , avec $a = \{1, 2, 3\}$ sont les 3 champs de jauges associés au groupe de symétrie $SU(2)_L$ avec σ^a les matrices de Pauli les générateurs de ce groupe. B_μ est le champ de jauge associé au groupe de symétrie $U(1)_Y$. g' est la constante de couplage associée au groupe de symétrie $U(1)_Y$ de l'hypercharge Y_w . Les champs faibles chargés s'obtiennent à partir des générateurs de $SU(2)_L$ par :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2).$$

Les champs faibles neutres et électromagnétiques sont obtenus à partir du générateur restant de $SU(2)_L$ et de celui de $U(1)_Y$ par :

$$Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3 \quad \text{et} \quad A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3$$

Les champs W_μ^\pm et Z_μ apparaissent dans le terme cinétique $T = D^\mu \Phi^\dagger D_\mu \Phi$. Le lagrangien \mathcal{L}_{Higgs} décrit donc bien l'interaction entre le champ scalaire et les champs faibles.

Ce lagrangien est invariant sous la symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Cependant le choix de $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$ brise spontanément et partiellement cette symétrie. En effet les états de vide :

$$\Phi_{min} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$$

ne sont pas invariants sous $SU(2)_L$. On peut voir dans la figure 1.2 la forme du potentiel du champ scalaire ainsi que l'ensemble des états de vide possible qui forment un cercle. La sélection aléatoire et spontanée de l'un d'eux, comme celui ci-dessus, brise $SU(2)_L$.

En développant le champ scalaire autour du minimum choisi ci-dessus :

$$\Phi(x) = e^{i \frac{G^a(x) \sigma_a}{2v}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix},$$

et en se plaçant dans la jauge unitaire les 3 bosons de Nambu-Goldstone correspondant aux trois générateurs brisés de $SU(2)_L$ sont éliminés. Il reste :

$$\phi' = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

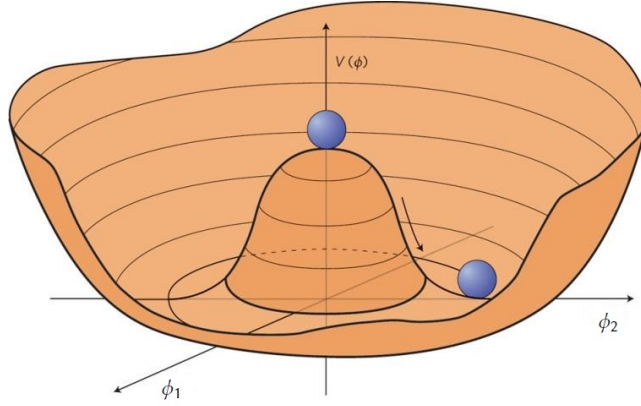


Figure 1.2 – Représentation du potentiel de Higgs $V(\Phi)$ pour $\mu^2 < 0$.

où $H(x)$ est le champ de Higgs. Le lagrangien de Higgs s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Higgs} = & \frac{1}{2} \partial^\mu H \partial_\mu H + \frac{1}{2} \frac{g_w^2 v^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z^\mu Z_\mu + \frac{g_w^2 v^2}{4} W^{-\mu} W_\mu^+ \\ & + \left(\frac{2H}{v} + \frac{H^2}{v^2} \right) \left(\frac{1}{2} \frac{g_w^2 v^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z^\mu Z_\mu + \frac{g_w^2 v^2}{4} W^{-\mu} W_\mu^+ \right) \\ & - \mu^2 \frac{(v + H)^2}{2} - \lambda \frac{(v + H)^4}{4} \end{aligned}$$

On voit donc, grâce au mécanisme de brisure spontanée de symétrie, la génération des termes de masse des bosons de jauge avec :

$$M_W = \frac{g_w v}{2} \quad \text{et} \quad M_Z = \frac{g_w v}{2 \cos \theta_W}$$

On peut aussi en déduire la masse du boson de Higgs en fonction de λ :

$$M_{Higgs} = \sqrt{-2\mu^2} = v\sqrt{2\lambda}$$

De plus, les couplages de Yukawa (dont les calculs ne sont pas développés ici) permettent d'expliquer comment le boson de Higgs se couple aux fermions en leur donnant des masses d'autant plus importantes que le couplage est fort.

La figure 1.3 donne des exemples de diagrammes de Feynman des termes de couplage du boson de Higgs avec les bosons W^\pm , Z et les fermions.

Modèle Standard : inclusion de l'interaction forte

En incluant la contribution de l'interaction forte, le groupe de symétrie de jauge sur lequel est basé le Modèle Standard est le suivant :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

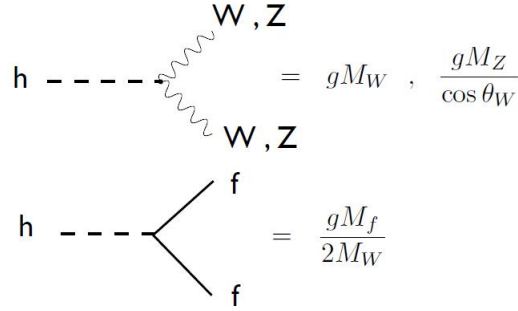


Figure 1.3 – Couplages du boson de Higgs avec les bosons W^\pm , Z et les fermions (couplage de Yukawa) avec $g \equiv g_w = \frac{e}{\sin\theta_W}$.

dont les champs de jauge respectifs sont : 8 gluons médiateurs $G_\mu^i, i = \{1, \dots, 8\}$ dans l'espace des couleurs, 3 bosons $W_\mu^a, a = \{1, 2, 3\}$ dans l'espace des isospin et B_μ dans l'espace de l'hypercharge.

Le lagrangien du Modèle Standard est le suivant :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{Yukawa}$$

- \mathcal{L}_{jauge} décrit les bosons de jauge, leur interactions et auto-interactions :

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} - \frac{1}{4}W^{a\mu\nu}W_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4}G^{i\mu\nu}G_{\mu\nu}^i$$

avec

$$B_{\mu\nu} = \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\nu W_\mu^a - \partial_\mu W_\nu^a - g_w \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c$$

$$G_{\mu\nu}^i = \partial_\nu G_\mu^i - \partial_\mu G_\nu^i - g_s f^{ijk} G_\mu^j G_\nu^k$$

où ϵ^{abc} et f^{ijk} sont respectivement les constantes de structure de $SU(2)$ et $SU(3)$. Exprimé en fonction des bosons de jauge W_μ^\pm , A_μ et Z_μ le lagrangien de jauge s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{jauge} = & -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{2}W^{+\mu\nu}W_{\mu\nu}^- - \frac{1}{4}Z^{\mu\nu}Z_{\mu\nu} - \frac{1}{4}G^{i\mu\nu}G_{\mu\nu}^i \\ & + \{W^+W^-A\} + \{W^+W^-Z\} + \{W^+W^-AA\} \\ & + \{W^+W^-ZZ\} + \{W^+W^-AZ\} + \{W^+W^-W^+W^-\} \end{aligned}$$

- \mathcal{L}_{Higgs} décrivant le champ de Higgs s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Higgs} = & \frac{1}{2}\partial^\mu H\partial_\mu H - \frac{1}{2}M_H^2 H^2 + M_W^2 W^{+\mu}W_\mu^- + \frac{1}{2}M_Z^2 Z^\mu Z_\mu \\ & + \{HHH\} + \{HHHH\} + \{W^+W^-H\} \\ & + \{W^+W^-HH\} + \{ZHH\} + \{ZZHH\} \end{aligned}$$

- $\mathcal{L}_{fermion}$ décrit les fermions et leurs interactions avec les bosons de jauge :

$$\mathcal{L}_{fermion} = \sum_f \bar{f} i \gamma_\mu D^\mu f$$

$$\text{où } D_\mu = \partial_\mu + i g_w \frac{\sigma^a}{2} \cdot W_\mu^a + i g' \frac{Y_w}{2} B_\mu + i g_s \frac{\lambda^b}{2} \cdot G_\mu^b$$

avec f le doublet d'isospin faible des leptons et des quarks, γ_μ où $\mu = 0, 1, 2, 3$ sont les matrices de Dirac et λ^b les générateurs du groupe de symétrie $SU(3)_C$.

- \mathcal{L}_{Yukawa} décrit l'interaction des fermions avec le champ de Higgs :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -m_f \bar{f} f + \{\bar{f} f H\}$$

avec m_f la masse des fermions.

Le succès du Modèle Standard repose sur ses multiples prédictions vérifiées et validées par des découvertes, dont certaines sont abordées dans la section 1.2. Afin de vérifier que le mécanisme de brisure spontanée de symétrie est bien la manière dont la masse des particules est générée, on doit apporter une preuve expérimentale qui passe par la découverte du boson de Higgs.

1.4 La recherche du boson de Higgs

Le Modèle Standard prédit plusieurs canaux (voir section 1.4.4) à travers lesquels le boson de Higgs devrait se désintégrer, aussitôt après sa production après une collision de faisceaux auprès d'un accélérateur de particules. La recherche du boson de Higgs consiste dresser, à partir des données, la distribution de la masse invariante de l'état final, pour les modes de désintégrations intéressants⁴. Si cette distribution présente un excès significatif (correspondant à une résonance) par rapport à celle de la somme de tous les autres processus attendus ayant la même signature que le signal dans le détecteur (le bruit de fond), le boson de Higgs est découvert. Dans cette section sont présentés les résultats dans la recherche du boson de Higgs avant la découverte de celui-ci au LHC.

1.4.1 Contraintes théoriques

La valeur de la masse du boson de Higgs n'est pas prédite dans la théorie du Modèle Standard. Cependant certaines limites théoriques la contraignent [26].

- Limite d'unitarité : lors du calcul de la section efficace du boson vecteur V_L polarisé longitudinalement, l'échange du boson de Higgs intervient dans des diagrammes de Feynman des corrections radiatives de premier ordre. Sans cette contribution la condition d'unitarité n'est plus vérifiée. La condition d'unitarité impose la limite supérieure sur la masse du boson de Higgs suivante : $m_H < 870$ GeV.

4. Dans le cas où l'état final ne permet pas une reconstruction complète de la masse invariante, par exemple en présence de neutrino, une autre variable pertinente est utilisée.

- Le Modèle Standard est considéré valide jusqu'à un domaine d'énergie Λ_C . Au delà de cette échelle d'énergie une nouvelle physique devrait apparaître. Afin que la théorie reste perturbative pour des énergies allant jusqu'à l'échelle d'énergie d'unification des interactions forte et électrofaible, $\Lambda_C \sim 10^{16}$ GeV, la masse du boson de Higgs doit vérifier : $m_H < 180$ GeV.
- Limite de stabilité du vide : Afin de garantir la positivité du paramètre λ , la limite inférieure sur la masse du boson de Higgs est la suivante : $130 \text{ GeV} < m_H$. La récente découverte d'un boson de Higgs au LHC de masse ~ 126 GeV est compatible avec une métastabilité du vide électrofaible dont le temps de vie serait plus grand que l'âge de l'univers.

1.4.2 Contraintes expérimentales au LEP et au Tevatron

1.4.2.1 Contraintes indirectes

Une limite expérimentale indirecte sur la masse du boson de Higgs est obtenue avec des mesures de précision sur des paramètres du secteur électrofaible qui dépendent de $\ln(M_{Higgs})$, tels que la masse m_W du boson W^\pm et la masse m_t du quark top. La dernière mesure de m_W issue de la combinaison des résultats des données du LEP et du Tevatron est $m_W = 80.39 \pm 0.015$ GeV [27]. La dernière mesure de la masse du quark top au Tevatron est $m_t = 173.2 \pm 0.90$ GeV [28]. On peut voir dans la figure 1.4 les contours des mesures du LEP et du Tevatron dans le plan (m_W, m_t) , ainsi que les relations théoriques de m_W en fonction de m_t pour différentes valeurs hypothétiques de la masse du boson de Higgs (avec en vert les valeurs non exclues). On remarque que les basses masses du boson de Higgs sont favorisées par les résultats expérimentaux [27]. D'autre part, un ajustement des paramètres du Modèle Standard a été fait sur ces données. La variation de la qualité de cet ajustement, son χ^2 , en fonction de m_H est présentée dans la figure 1.4. La valeur optimale de cet ajustement donne une contrainte indirecte sur la masse du boson de Higgs de $m_H = 94^{+29}_{-24}$ GeV à 68% de niveau de confiance avec une limite supérieure $m_H < 152$ GeV à 95% de niveau de confiance.

1.4.2.2 Contraintes directes

Des limites expérimentales directes sur la masse du boson de Higgs ont pu être établies avec les expériences du LEP et Tevatron [29] [30].

Au LEP, le processus recherché était le Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ$. La recherche se concentrait sur tous les états finaux contenant : 4 jets ($H \rightarrow b\bar{b})(Z \rightarrow q\bar{q})$, de l'énergie manquante ($H \rightarrow b\bar{b})(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})$, des leptons ($H \rightarrow b\bar{b})(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)$ où ℓ dénote un électron ou un muon, et enfin des leptons τ ($H \rightarrow b\bar{b})(Z \rightarrow \tau^+\tau^-)$ et ($H \rightarrow \tau^+\tau^-)(Z \rightarrow q\bar{q})$. Avec une luminosité intégrée de 2461 pb^{-1} cumulée par les quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) à une énergie au centre de masse de $189 < \sqrt{s} < 209$ GeV, la limite de $M_{Higgs} > 114.4$ GeV a pu être établie à 95% de C.L comme on peut le voir dans la figure 1.5(a).

Auprès des deux expériences CDF et D0 du Tevatron, le mode de production du boson de Higgs dominant est la fusion de gluons ($gg \rightarrow H$), suivi de la fusion de quarks,

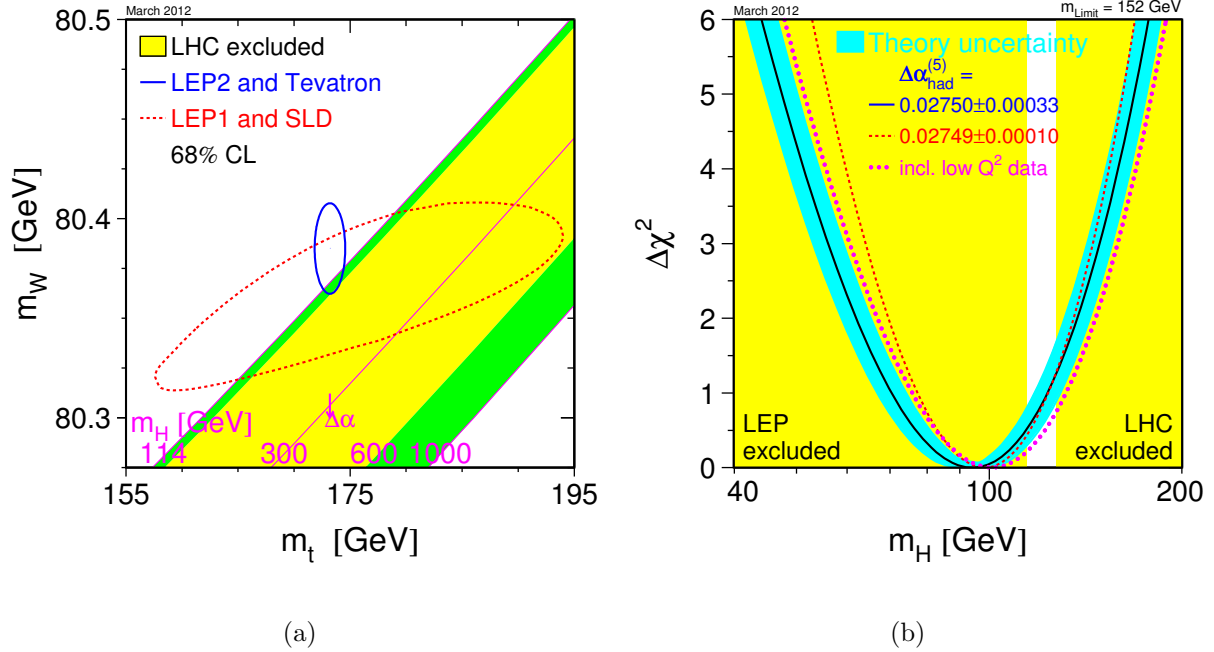


Figure 1.4 – (a) Compatibilité entre la masse du boson W^\pm et la masse du quark top mesurés auprès du LEP et du Tevatron et de plusieurs masses hypothétiques du boson de Higgs. L’aire en vert correspond aux masses du boson de Higgs pas encore exclus au début de 2012. (b) Ajustement des paramètres du Modèle Standard en fonction de la masse du boson de Higgs.

aussi appelé Higgs-strahlung ($q\bar{q} \rightarrow W/ZH$) et dont la section efficace est plus petite de deux ordres de grandeurs par rapport à la fusion de gluons. Le mode de production par fusion de bosons vecteurs ($q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'H$) a aussi été recherché au Tevatron. Les canaux de désintégration du boson de Higgs étudiés sont : $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow W^+W^-$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ$. Avec des luminosités intégrées allant jusqu’à 10 fb^{-1} collectées par les détecteurs à une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$, les régions de masse $90 < M_{Higgs} < 109 \text{ GeV}$ et $149 < M_{Higgs} < 182 \text{ GeV}$ sont exclues à 95% de C.L. comme on peut le voir dans la figure 1.5(b).

Suite à l’observation d’un excès autour de 126 GeV , annoncé par les expériences ATLAS et CMS, en Décembre 2011, dans la recherche du boson de Higgs [31] [32] basé sur les données 2011 du LHC, des études plus poussées dans cette région de masse on été effectuées avec les données du Tevatron et un excès dans l’intervalle $115 < M_{Higgs} < 140 \text{ GeV}$ est observé. La signification locale correspond à 3σ pour $m_H = 125 \text{ GeV}$.

1.4.3 Modes de production du boson de Higgs au LHC

Au Tevatron ont lieu des collisions proton–antiproton, alors qu’au LHC ce sont des collisions proton–proton. De plus, les énergies au centre de masse exploitées sont différentes, et il en est de même pour la section efficace des modes de productions du boson de Higgs.

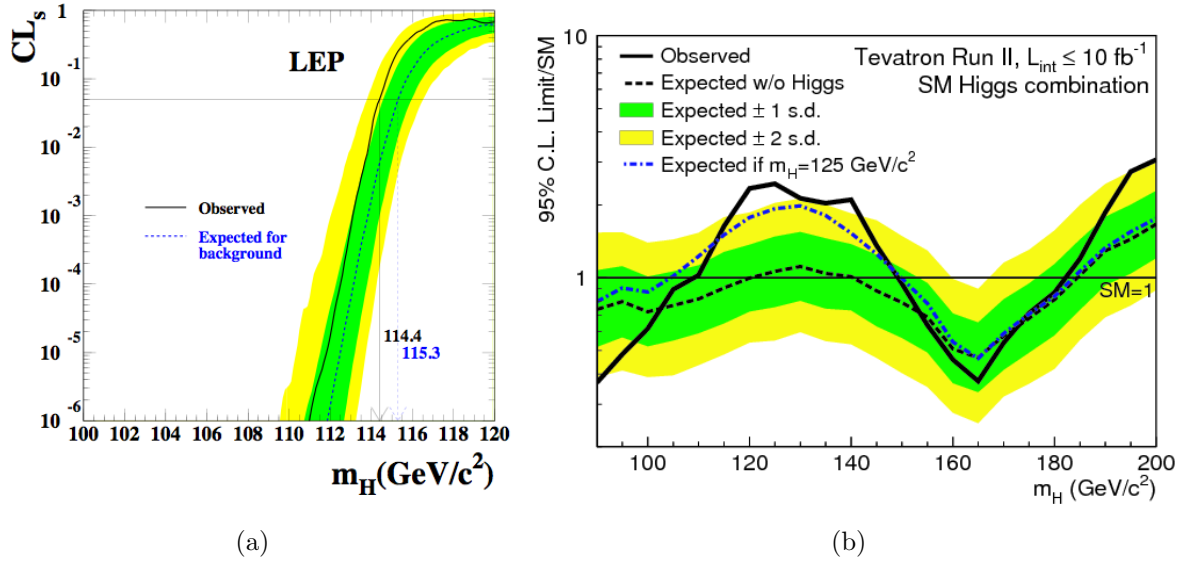


Figure 1.5 – (a) Rapport $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$ (voir annexe C) pour l’hypothèse signal plus bruit de fond en fonction de la masse du boson de Higgs m_H basé sur les données collectées par les expériences de LEP. La ligne continue (discontinue) correspond à la limite observée (attendue dans l’hypothèse bruit de fond). Les bandes vertes et jaunes indiquent l’incertitude respective de 68% (1σ) et 95% (2σ) sur la valeur attendue. L’intersection de la ligne horizontale $CL_s = 0.05$ avec la courbe d’observation est utilisée afin de définir la limite inférieure de la masse du boson de Higgs du Modèle Standard à 95% de niveau de confiance [29]. (b) Limite supérieure sur la section efficace de production du boson de Higgs exprimée en multiple de la section efficace prédite par le Modèle Standard en fonction de m_H pour les résultats combinés de CDF et D0 et pour tous les canaux de recherche. Les bandes vertes et jaunes montrent les régions de probabilité dans lesquelles la limite peut fluctuer en l’absence de signal [30].

Dans la figure 1.6 se trouvent les diagrammes de Feynman des quatre principaux modes de production du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard et au LHC. Ces modes de production ordonnés par l’importance de leur section efficace sont :

- La fusion de gluons $gg \rightarrow H$ par l’interaction forte. L’ordre dominant (LO) à la section efficace est proportionnel à α_s^2 et la contribution principale de la boucle de quarks vient du quark top, due à son couplage de Yukawa au boson de Higgs élevé par rapport au autres fermions.
- La fusion de bosons vecteur (VBF) $qq \rightarrow Hqq$. Le boson de Higgs est produit en association avec 2 jets très énergétiques dans les régions de grande rapidité. Cette caractéristique est utilisée afin de sélectionner le boson de Higgs dans ce mode de production.
- La production associée à un boson vecteur ou Higgs-strahlung (VH) crée un boson de Higgs issu du rayonnement d’un boson Z ou W^\pm .
- La production associée avec des quarks top $t\bar{t}H$.

La section efficace des modes de production du boson de Higgs dépend de sa masse et de l’énergie au centre de masse \sqrt{s} comme on peut le voir dans la figure 1.7.

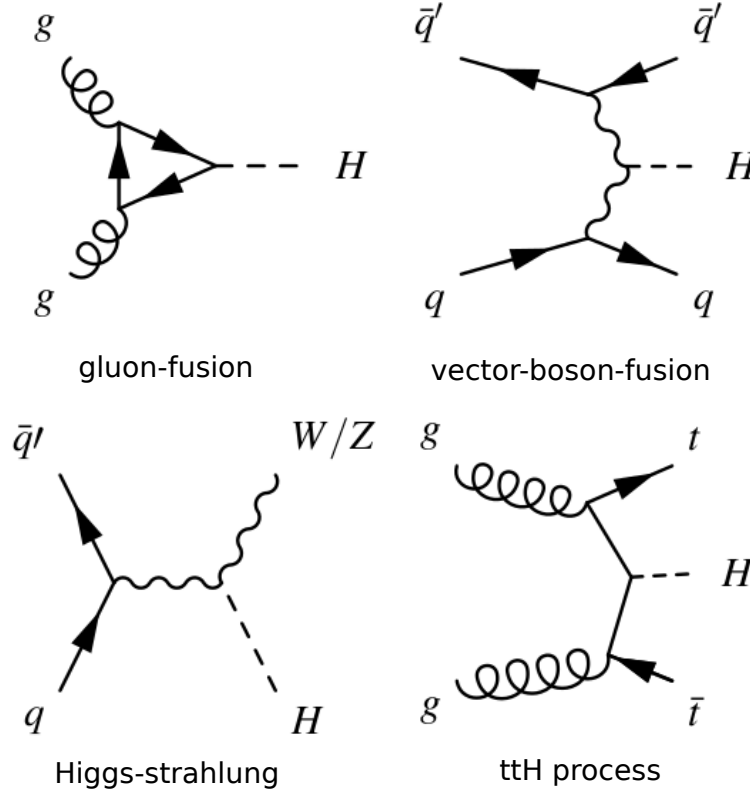


Figure 1.6 – Diagrammes de Feynman de l'ordre dominant aux sections efficaces des quatre modes de production du boson de Higgs du Modèle Standard

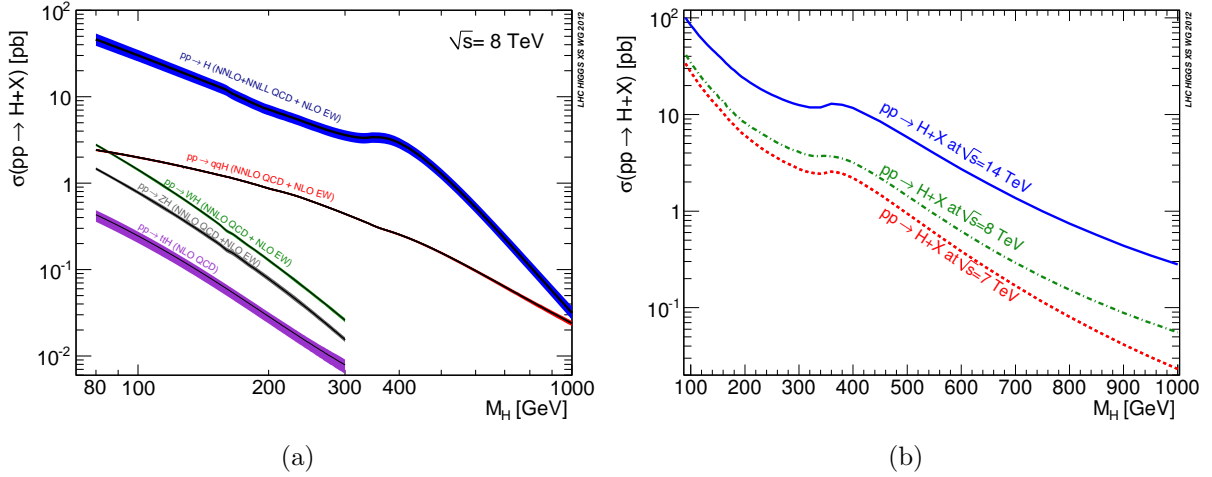


Figure 1.7 – Section efficace des différents modes de productions (a) au LHC avec $\sqrt{s} = 8$ TeV et section efficace totale prévus au LHC pour 7, 8 et 14 TeV (b) [33].

On remarque que pour un boson de Higgs de masse $m_H = 125$ GeV (voir figure 1.7(a)), le mode de production dominant est la fusion de gluons suivi du mode de production VBF, de la production associée avec un boson vecteur et finalement la production associée à

des quarks top $t\bar{t}H$. Les sections efficaces respectives pour un boson de Higgs de masse $m_H = 125$ GeV et $\sqrt{s} = 8$ TeV sont : 19, 1.6, 0.4 - 0.7 et 0.31 pb. La section efficace de production totale d'un boson de Higgs de masse $m_H = 125$ GeV est doublée lorsque l'énergie au centre de masse passe de 8 TeV à 14 TeV. De plus, on peut voir dans la figure 1.7(b), que la section efficace de production totale du boson de Higgs, augmente plus conséquemment pour une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV autour de $m_H = 340$ GeV. Cet effet provient de l'ouverture du mode de production associé avec des quarks top $t\bar{t}H$ où ces derniers sont produit sur leur couche de masse à cette énergie.

La section efficace de production du boson de Higgs au LHC est largement dominée d'une dizaine d'ordres de grandeur par celle des processus QCD contenant des jets, comme on peut le voir dans la figure 1.8. D'autre part, lorsqu'un jet traverse le détecteur, il peut parfois être mal reconstruit comme un lepton. On comprend alors, que cet environnement hautement hadronique au LHC, rend la sélection du boson de Higgs difficile.

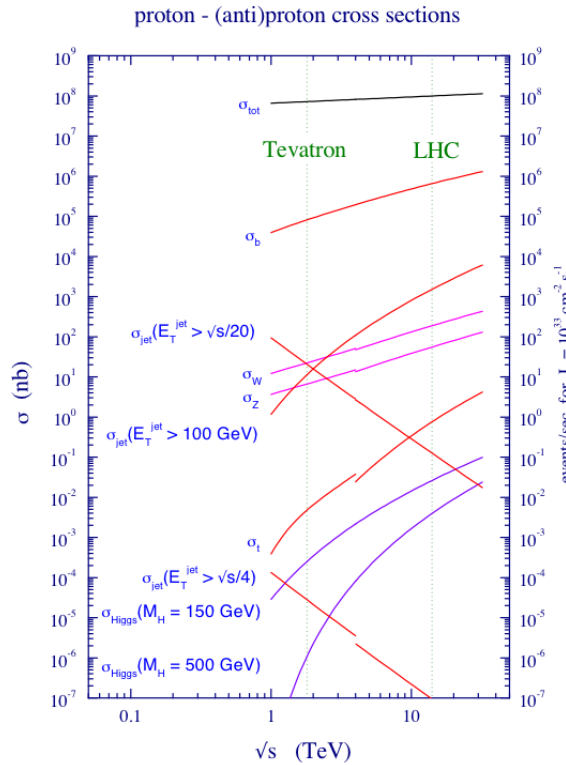


Figure 1.8 — Section efficace de production des processus dominant QCD et de production du boson de Higgs dans les collisions proton–proton au LHC et proton–antiproton au Tevatron [34]

1.4.4 Modes de désintégration du boson de Higgs

Le boson de Higgs peut se désintégrer suivant plusieurs canaux de désintégrations. Le rapport d'embranchement BR_i pour un canal de désintégration i est défini comme :

$$BR_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{Total}} \quad (1.1)$$

avec Γ_i la largeur partielle du canal i et $\Gamma_{Total} = \sum_i \Gamma_i$ la largeur totale de désintégration du boson de Higgs. La largeur totale Γ_{Total} se trouve dans la figure 1.9. Dans cette même figure se trouve l'évolution des rapports d'embranchement de chaque canal de désintégration en fonction de la masse du boson de Higgs. De plus, on peut voir l'évolution en fonction de la masse du boson de Higgs du rapport d'embranchement multiplié par la section efficace des principaux modes de production et de désintégration du boson de Higgs exploités au LHC.

Ces figures révèlent que le couplage du boson de Higgs aux états permis par les lois cinématiques, varie en fonction de sa masse. Pour la recherche du boson de Higgs, l'exploitation d'un canal fournissant une signature claire du signal dans le détecteur est essentielle afin de le différencier du bruit de fond. De plus, une parfaite compréhension et un très bon contrôle du niveau de bruit de fond sont nécessaires. Par exemple, bien que le rapport d'embranchement du canal $H \rightarrow gg$, soit très élevé par rapport aux autres canaux de désintégration, pour des masses $m_H < 160$ GeV (voir figure 1.9(b)), ce canal n'est pas exploitable en raison du nombre d'événements QCD très élevé au LHC. En effet, il est presque impossible de distinguer deux gluons provenant d'un boson de Higgs de ceux provenant du fond QCD due à la mauvaise résolution d'énergie des jets dans le détecteur ainsi que la difficulté à modéliser proprement les processus QCD. Dans cette section sont décrits les principaux canaux exploités pour la recherche du boson de Higgs au LHC. Dans le tableau 1.1 se trouve un résumé des canaux recherchés au LHC avec leurs rapports d'embranchements (BR) pour $m_H = 125$ GeV et leurs principales caractéristiques.

Canal	BR (%)	Caractéristiques
$H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2\ell 2\nu$	1	Signature claire, haut BR mais état final pas entièrement reconstruit
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.23	Signature claire, bruit de fond important, bonne résolution de la masse
$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$	0.013	Signature claire, haut rapport signal sur bruit ~ 1.5 , bonne résolution de la masse

Table 1.1 – Principaux canaux de recherche avec leurs rapports d'embranchement pour $m_H = 125$ GeV ainsi que leurs principales caractéristiques. Le symbole ℓ dénote les leptons de saveur électronique et muonique.

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$: La désintégration se fait à travers une boucle de quarks top ou de bosons W^\pm . Bien qu'ayant un rapport d'embranchement de deux ordres de grandeurs plus faible que le canal $H \rightarrow gg$ pour des masse $m_H < 150$ GeV, le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est un des

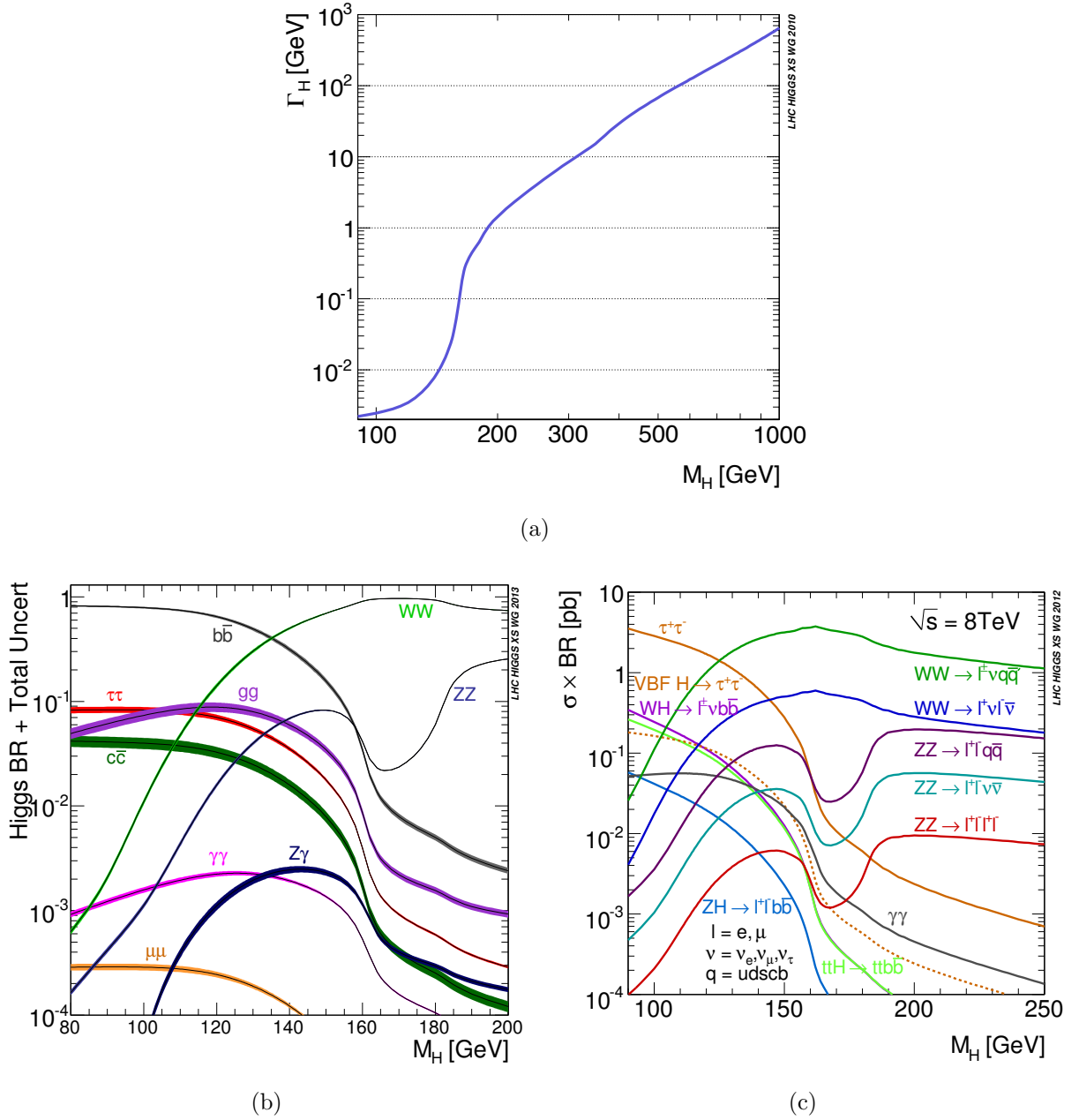


Figure 1.9 – Largeur totale de désintégration du boson de Higgs (a). Rapports d'embranchement (b) des canaux de désintégrations du boson de Higgs du Modèle Standard en fonction de sa masse. Et rapport d'embranchement multiplié par la section efficace des principaux modes de production et de désintégration du boson de Higgs exploités au LHC (c) [33].

canaux en or activement exploité dans les expériences du LHC car sa signature est claire si le bruit de fond est maîtrisé. Sa signature dans le détecteur ATLAS se manifeste par la présence de deux photons très énergétiques. Le bruit de fond principal dans ce canal vient de la production de deux photons du Modèle Standard à 75% et de jets mal reconstruits comme des photons à 25%. La gerbe électromagnétique d'un photon est différente de celle d'un jet et comme on le verra par la suite (voire section 2.4.2), la granularité fine du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS, est utilisée pour l'identification des photons, afin de réduire le bruit de fond composé de jet. Les topologies des différents modes de production permettent d'exploiter différentes catégories de sélection afin d'augmenter la sensibilité de l'analyse. Il est l'un des canaux à haute résolution permettant la mesure des propriétés du boson de Higgs telle que sa masse, son spin, sa parité et les couplages du boson de Higgs aux quarks top.

La canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ constitue un autre canal en or de recherche du boson de Higgs et de son étude. Son état final est constitué de quatre leptons dont quatre électrons, quatre muons ou deux électrons et deux muons. Grâce à cet état final, le déclenchement de tel événement est facilité, le bruit de fond attendu est très bas et l'événement est entièrement reconstruit avec une résolution en énergie qui dépend de celle des leptons. Le rapport d'embranchement suit une évolution particulière en fonction de m_H , comme on peut le voir dans la figure 1.9(c). Il augmente de presque deux ordres de grandeur entre 80 GeV et 150 GeV, car la masse du boson Z^* se rapproche de sa valeur sur sa couche de masse. Ensuite le rapport d'embranchement diminue autour de $m_H = 2m_W$ car la contribution du canal $H \rightarrow WW$ devient dominant, où les deux bosons W^\pm sont sur leur couche de masse. Finalement pour les hautes masses m_H , le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ fait partie des canaux exploités. Le bruit de fond de ce canal est essentiellement composé de production $ZZ^{(*)}$ du Modèle Standard et de bruit de fond contenant des jets qui sont reconstruits et identifiés comme des électrons ou des muons dans le détecteur. Puisque le nombre d'événements attendus dans ce canal est très faible, un des points critiques de cette analyse repose sur la compréhension et le contrôle du bruit de fond et plus précisément le bruit de fond issus de processus contenant des jets. En effet, la modélisation de tels processus comme $Z + jets$, n'est pas bien maîtrisée et leur contribution doit donc être estimée d'une autre manière. Ce travail, constituant le coeur de cette thèse, fait l'objet du chapitre 5. De plus, l'efficacité de déclenchement d'événements contenant des leptons et la bonne efficacité de reconstruction et d'identification des leptons jusqu'à des énergies très basses (afin de sélectionner ceux issus de la désintégration du boson Z^* hors de sa couche de masse) sont cruciales. Cet état final fournit une signature claire dans le détecteur et permet la mesure de la masse du boson de Higgs avec une grande résolution. De plus, l'accès aux angles de désintégration entre les 4 leptons permet de mesurer son spin et sa parité. Ce canal permet une mesure directe du couplage du boson de Higgs aux bosons Z à travers les modes de production de fusion de gluons et de fusion de bosons vecteurs.

Le canal $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow 2\ell 2\nu$ bénéficie d'un plus grand rapport d'embranchement que le $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ pour toute les masses possibles du boson de Higgs. Cependant, plusieurs processus imitent la signature de ce signal conduisant à un bruit de fond élevé. Son état final est composé de deux leptons et une grande énergie transverse manquante due à la présence de neutrinos dans l'état final. La présence d'énergie transverse manquante dans

l'état final ne permet pas de reconstruire entièrement la masse du boson de Higgs et rend donc difficile sa mesure avec une grande précision. Les bruits de fond principaux pour ce canal sont la production WW du Modèle Standard et le processus $t\bar{t}$. Afin de réduire la contamination du bruit de fond, la corrélation entre le spin du boson de Higgs et les bosons W peut être utilisée. Aussi les caractéristiques du mode de production VBF, contenant deux jets dans l'état final, peuvent permettre d'augmenter la sensibilité de l'analyse. Ce canal permet d'avoir un accès direct au couplage du boson de Higgs aux bosons W^\pm .

Le rapport d'embranchement du canal $H \rightarrow b\bar{b}$ est dominant à basses masses $m_H < 135$ GeV. En raison du bruit de fond QCD au LHC, ce canal est très difficile à sélectionner dans le mode de production de fusion de gluons. Cependant, les caractéristiques des modes de production associés VH, avec l'identification du boson vecteur, et $t\bar{t}H$, avec la présence de deux jets de quark b additionnels, permettent d'augmenter la sensibilité de l'analyse. L'étiquetage des quarks b est nécessaire afin de les distinguer de ceux de quarks légers. Ce canal est important afin d'étudier la mesure du couplage du boson de Higgs aux quarks.

Le canal $H \rightarrow \tau\tau$ à un rapport d'embranchement compris entre 1 et 10% à basses masses $m_H < 160$ GeV. Ce canal n'est plus accessible à hautes masses lorsque les autres modes de désintégration sont possibles. Les bruits de fond principaux sont la production Drell-Yann $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, $Z \rightarrow e^+e^-$, $W + jets$ et QCD multijet. Contrairement aux autres leptons, le τ n'est pas stable et se désintègre majoritairement en hadrons. La reconstruction des τ hadroniques est donc un des défis de cette analyse. Ce canal est le seul à permettre la mesure des couplages du boson de Higgs aux leptons actuellement.

1.5 Découverte d'une nouvelle particule dans la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard au LHC

La recherche du boson de Higgs est un des points centraux du programme de recherche du LHC. Après un an et demi de prise de données dans les collisions proton-proton délivrées par le LHC avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV en 2011 et $\sqrt{s} = 8$ TeV en 2012, les expériences ATLAS et CMS ont analysé respectivement 10.6 et 10.4 fb⁻¹ de données [8] [9]. Dans les deux collaborations le boson de Higgs du Modèle Standard a été recherché dans les canaux de désintégrations suivants : $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow 2\ell 2\nu$, $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \tau\tau$. Les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ sont d'une grande importance pour la recherche du boson de Higgs à basse masse ($m_H < 180$ GeV⁵) puisque la largeur naturel du signal attendue dans cette région de masse est inférieure à 110 MeV comme on peut le voir dans la figure 1.9(a). Ainsi la signature du signal dans ces canaux, doit se manifester par un pic étroit, dont la largeur est consistante avec la résolution du détecteur (de l'ordre du GeV), dans la distribution de masse de l'état final, au dessus de celle du bruit de fond. On peut voir dans la figure 1.10 les distributions de masse de ces deux canaux à haute résolution, après

5. Le choix de cette région de masse est motivé par le second point des contraintes théoriques abordées dans ce chapitre

la sélection des événements pour les expériences ATLAS et CMS.

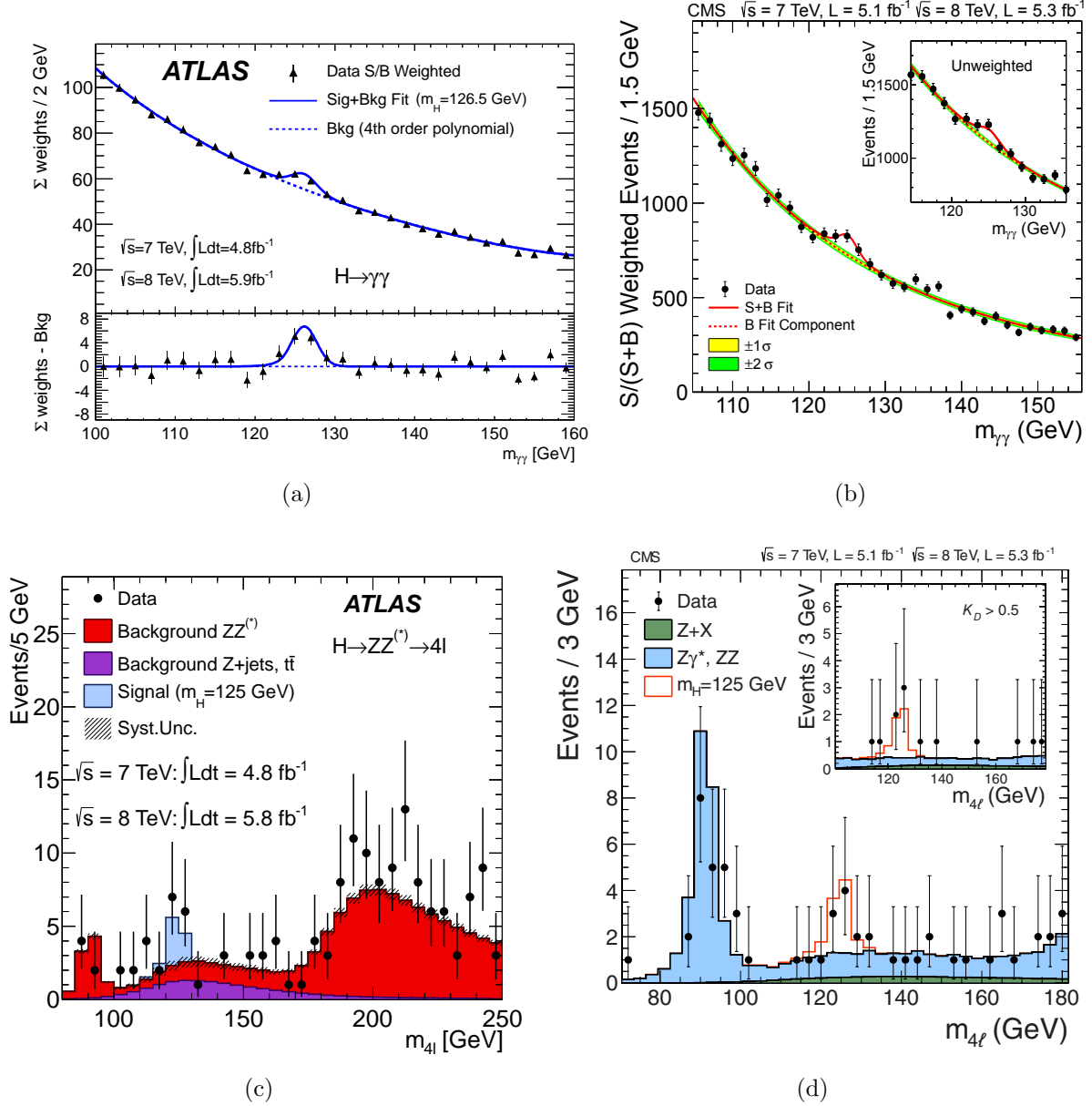


Figure 1.10 – Distribution de masse des états finaux des canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ (en haut) et $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ (en bas) pour les données collectées par l'expérience ATLAS (à gauche) et CMS (à droite) d'une luminosité intégrée de $\sim 10 \text{ fb}^{-1}$ [8] [9].

Plus précisément, on peut voir dans les figures 1.10(a) et 1.10(b) les distributions de la masse reconstruite $m_{\gamma\gamma}$ pour les données analysées par les collaborations ATLAS et CMS respectivement. On remarque dans les deux cas, que la distribution du bruit de fond suit une exponentielle décroissante (pointillé) et que un excès de données autour de $m_{\gamma\gamma} \sim 125 - 126 \text{ GeV}$ est visible au dessus de l'estimation du bruit de fond. D'autre part,

dans les figures 1.10(c) et 1.10(d) se trouvent les distributions de la masse reconstruite des quatre leptons de l'état final du canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ pour les données analysées par les collaborations ATLAS et CMS respectivement. Celles-ci sont superposées au bruit de fond attendu dans ce canal. De la même manière que pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, on observe un excès de données par rapport au bruit de fond autour de $m_{4\ell} \sim 125$ GeV.

La procédure statistique utilisée pour interpréter ces résultats, c'est-à-dire, mesurer la sensibilité des analyses et les limites d'exclusions, est une méthode fréquentiste modifiée, aussi appelée CL_s [35] (voir annexe C). Les erreurs systématiques sont traitées en tant que paramètres de nuisance. La combinaison des analyses prend en compte les erreurs statistiques, systématiques et leurs corrélations. Pour caractériser l'excès observé dans les données des deux analyses et pour les deux expériences, on quantifie la probabilité, appelé p -value, que l'observation soit provoquée par une fluctuation du bruit de fond. On peut voir dans la figure 1.11 la distribution de la p -value, dans le cas où seul le bruit de fond est considéré. Pour les deux expériences, on observe (attend) un excès pour une masse $m_H = 125$ -126 GeV, d'une signification locale de 5σ (5.8σ) pour CMS et 5.9σ (4.9σ) pour ATLAS. Ces résultats peuvent se traduire par la probabilité que les données observées reproduisent le bruit de fond est de l'ordre de 10^{-9} . Ceci prouve la découverte d'une nouvelle particule compatible avec le boson de Higgs du Modèle Standard. Les paramètres d'intérêt de la méthode statistique sont la masse du boson de Higgs et la force du signal. Ce dernier paramètre quantifie la compatibilité du signal observé avec ce qui est attendu par le Modèle Standard et est défini comme $\mu = \sigma_{obs}/\sigma_{SM}$, le rapport du nombre d'événements de signal observé dans les données par le nombre d'événements prédits par le Modèle Standard. Différentes hypothèses de m_H et μ sont testées avec une méthode de profil de vraisemblance ou *profile likelihood* [36] à travers un ajustement des données. Finalement les meilleures valeurs extraites sont $m_H = 126.0 \pm 0.4(stat) \pm 0.4(syst)$ GeV et $\mu = 1.4 \pm 0.3$ pour ATLAS et $m_H = 125.3 \pm 0.4(stat) \pm 0.5(syst)$ GeV et $\mu = 1.6 \pm 0.4$.

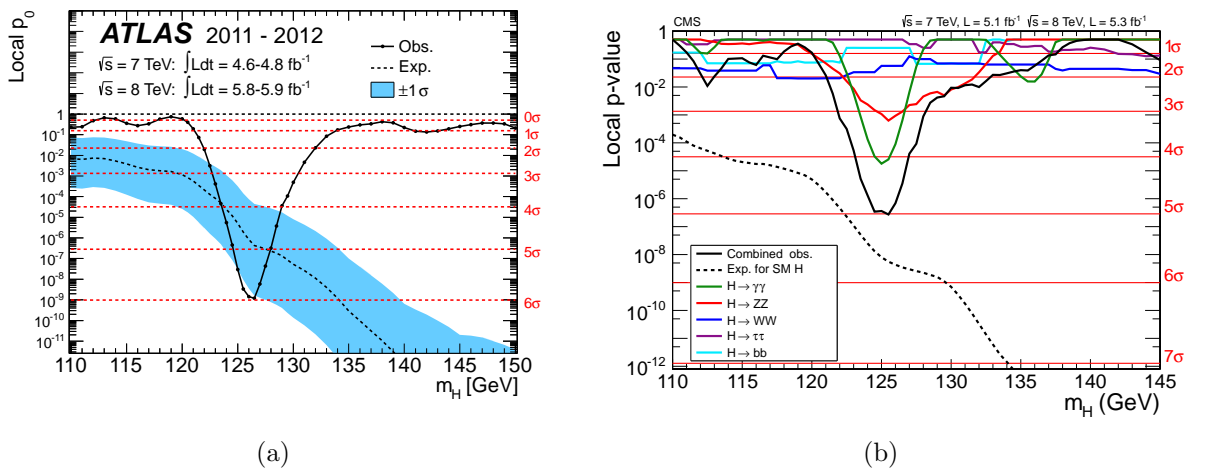


Figure 1.11 – Distribution de la p -value locale observée et attendue en combinant tous les canaux recherchés (voir texte) pour l'expérience ATLAS (a) et CMS (b).

Cette découverte qui est un grand succès pour le LHC et ses détecteurs généralistes, a été présentée conjointement par les deux collaborations ATLAS et CMS le 4 Juillet 2012 au CERN [37] en présence de Peter Higgs et François Englert. Ceci leur a valu en 2013, le prix Nobel pour leur travaux sur la formulation du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et la prédiction du boson scalaire de Higgs. Sa masse, d'environ 125 GeV, est idéale puisqu'elle permet l'utilisation d'un grand nombre de modes de désintégrations afin de l'étudier. En effet, suite à la découverte du boson de Higgs les analyses de physique ont été optimisées dans le but de mesurer ses propriétés avec la meilleure précision possible, compte tenue de la quantité de données disponibles, afin de vérifier si elles sont en accord avec ce qui est prédit par le Modèle Standard.

Chapitre 2

Dispositif expérimental : Le LHC et l'expérience ATLAS

Contenu du chapitre

2.1	Introduction	43
2.2	Motivations scientifiques du LHC	43
2.2.1	Mesures de précision	43
2.2.2	Recherche du boson de Higgs	44
2.2.3	Recherche au delà du Modèle Standard	46
2.3	Le grand collisionneur de hadrons : le LHC	46
2.3.1	Principales caractéristiques	46
2.3.2	Expériences au LHC	47
2.3.3	Système magnétique du LHC	48
2.3.4	Chaîne d'injection et d'accélération des protons au LHC	49
2.3.5	Configuration et performance du LHC durant le Run 1	50
2.4	Le détecteur ATLAS	51
2.4.1	Le trajectographe interne	52
2.4.1.1	Le détecteur à pixels	52
2.4.1.2	Le trajectographe à micropistes de silicium (SCT)	55
2.4.1.3	Le trajectographe à rayonnement de transition (TRT)	55
2.4.1.4	Aimant solénoïde du trajectographe interne	56
2.4.1.5	Performance du trajectographe interne	56
2.4.2	Le système calorimétrique	59
2.4.2.1	Les calorimètres à argon liquide	60
2.4.2.2	Calorimètre à tuiles	67
2.4.2.3	Performances du système calorimétrique	68
2.4.3	Les spectromètres à muons	70
2.4.3.1	Les aimants toroïdaux des spectromètres à muons	72
2.4.3.2	Performance des spectromètres à muons	72
2.4.4	Le système de déclenchement	73

2.5	De l'acquisition des données à leur analyse	77
2.5.1	Acquisition des données et leur organisation	77
2.5.2	Contrôle de la qualité des données d'ATLAS	77
2.5.3	Reconstruction et identification des objets	79
2.5.3.1	Électrons et photons	82
2.5.3.2	Les muons	87
2.6	Corrections génériques	89
2.6.1	Échelle d'énergie et impulsion des leptons	90
2.6.2	Corrections appliquées sur la simulation	90

2.1 Introduction

L'avancement des connaissances du dernier siècle dans le domaine de la physique des particules repose sur un permanent aller et retour entre les avancées théoriques et les découvertes expérimentales comme on a pu le voir dans le chapitre 1. Ces dernières ont été possibles grâce au développement technologique des dispositifs expérimentaux utilisés. Le grand collisionneur de hadrons (LHC) et ses détecteurs, dont le détecteur ATLAS, sont aujourd'hui les outils les plus puissants permettant de créer les conditions optimales pour l'étude du secteur électrofaible avec des précisions jamais égalées. Les motivations et enjeux scientifiques d'un tel dispositif sont décrits dans la section 2.2. Le LHC et le détecteur ATLAS sont présentés dans les sections 2.3 et 2.4 suivi d'une discussion de leur performances durant les premières années de fonctionnement. La section 2.5 est une brève description des différentes étapes entre l'acquisition des données par le détecteur ATLAS et leur analyse. Finalement, la section 2.6 présente la simulation Monte Carlo et les principales corrections appliquées à celle-ci dans le cadre des analyses présentées dans cette thèse.

2.2 Motivations scientifiques du LHC

Avant de décrire le grand collisionneur de hadrons ou Large Hadron Collider (LHC) [5] et le détecteur ATLAS [6], il est important de connaître les enjeux et objectifs scientifiques d'un tel dispositif expérimental, afin de comprendre les choix technologiques qui ont été retenus pour leur conception.

2.2.1 Mesures de précision

Le programme de physique du LHC comprend, dès les premiers instants de son fonctionnement, l'étude des particules du Modèle Standard. Ceci dans le but d'utiliser nos connaissances obtenues avec les anciennes expériences de physique des hautes énergies sur des particules telles que le boson Z ou W^\pm . Ces chandelles, sont utilisées afin de calibrer les sous-détecteurs d'ATLAS. De plus, leur étude a pour but de tester les paramètres du Modèle Standard. Des déviations significatives par rapport aux prédictions théoriques seraient la preuve de nouvelle physique au LHC.

D'autre part, une meilleure connaissance des paramètres des processus du Modèle Standard comme leur section efficace, la masse des particules ou la topologie des événements, revient à mieux comprendre et contrôler les bruits de fond intervenant dans la recherche du boson de Higgs ou de nouvelle physique.

On peut voir dans la figure 2.1 un résumé des sections efficaces des principaux processus du Modèle Standard mesurées par ATLAS basé sur les données collectées durant les années 2011 et 2012. On remarque un parfait accord entre les mesures expérimentales et les prédictions théoriques dans les barres d'erreurs. Les erreurs statistiques et systématiques des mesures expérimentales sont du même ordre que celles des prédictions théoriques et parfois meilleures. Aucune déviation sur la mesure de ces paramètres n'a été détectée.

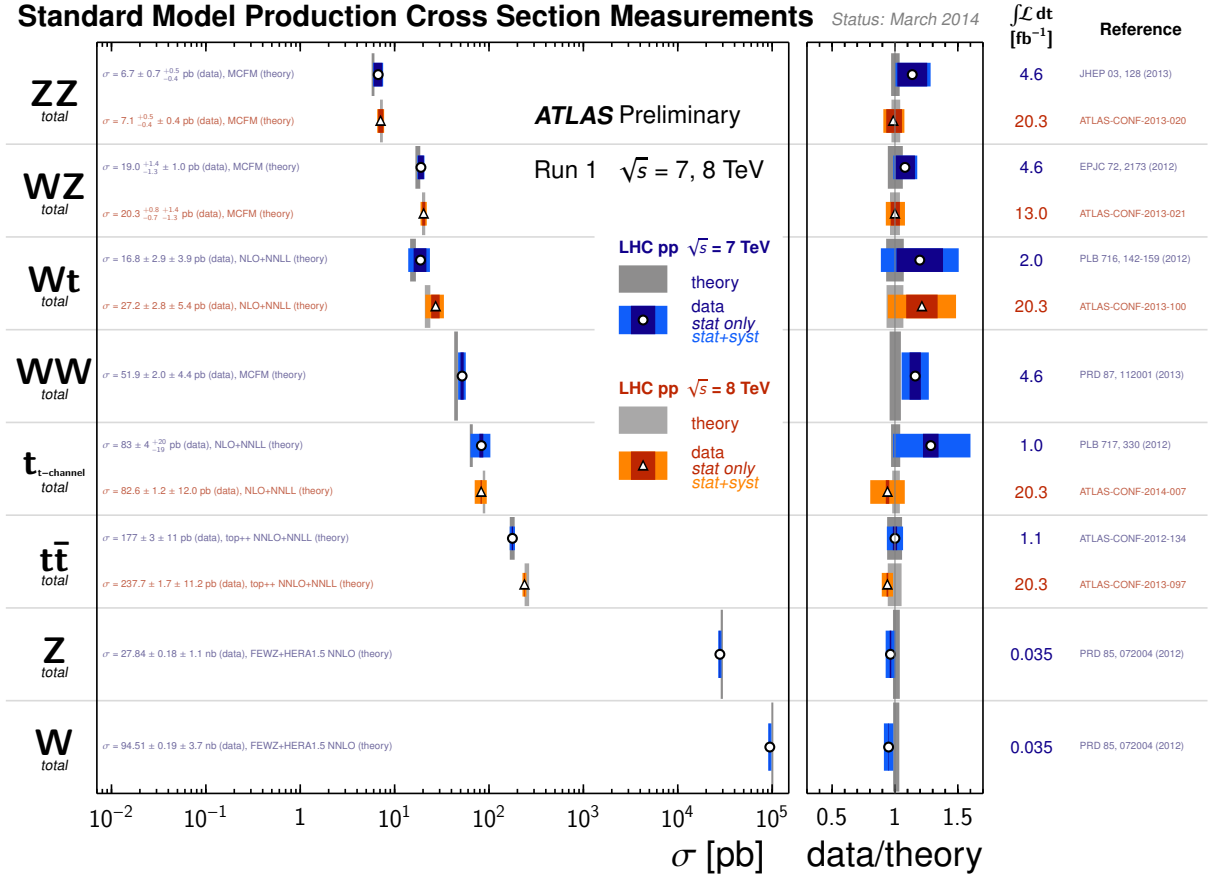


Figure 2.1 – Mesure de la section efficace de production des principaux processus du Modèle Standard au LHC basée sur les données collectées par le détecteur ATLAS en 2011 et 2012 [38].

2.2.2 Recherche du boson de Higgs

La recherche du boson de Higgs du Modèle Standard est une composante centrale du programme de recherche du LHC et des détecteurs généralistes ATLAS et CMS. Puisque sa masse n'est pas prédite par le Modèle Standard il doit donc être recherché sur un large spectre de masse, $114.4 \text{ GeV} < m_H \lesssim 1 \text{ TeV}$, dont les limites inférieures et supérieures découlent des contraintes expérimentales et théoriques discutées dans la section 1.4.2. On a aussi vu que la section efficace de production du boson de Higgs, les rapports d'embranchements de ses canaux de désintégration et sa largeur naturelle dépendent de sa masse, c'est pourquoi différents canaux de désintégrations doivent être exploités imposant chacun des contraintes expérimentales pour la conception des détecteurs.

Par exemple, on remarque que la résolution sur la mesure de la masse $\frac{\delta M}{M}$ d'une particule se désintégrant en deux autres particules a et b , séparées d'un angle θ est :

$$\frac{\delta M}{M} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\delta E_a}{E_a}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_b}{E_b}\right)^2 + \left(\frac{\delta \theta}{\tan(\theta/2)}\right)^2},$$

où $E_{a,b}$ représente l'énergie des particules a et b . Une haute résolution sur la mesure de la masse du boson de Higgs dans ses deux canaux de recherches favorisés à basse masse ($m_H < 160$ GeV), $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, où la largeur naturelle du boson de Higgs est dominée par la résolution du détecteur ($\Gamma_H \sim 15$ MeV pour $m_H \sim 150$ GeV) nécessite une haute résolution en énergie et géométrique des photons et des leptons. Plus précisément, la résolution sur la mesure de la masse reconstruite de deux photons ou deux leptons (électrons ou muons) doit être inférieure à 1% pour une énergie de 100 GeV [39].

D'autre part, un des bruits de fond du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est composé de mésons π^0 , contenu dans des jets, se désintégrant en deux photons. De plus, concernant le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, les jets peuvent être reconstruits comme des électrons dans le détecteur puisque dans les deux cas une trace dans le trajectographe est reconstruite en plus d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Sachant que le nombre de jets attendu au LHC est environ 10^5 fois plus élevé que le nombre de leptons ce bruit de fond doit être rejeté. Pour l'identification des électrons et des photons des critères sur l'isolation doivent être appliqués. Tout ceci nécessite une fine granularité du calorimètre électromagnétique.

La recherche du boson de Higgs dans le canal de désintégration $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2\ell 2\nu$, dont le rapport d'embranchement est dominant à basse masse, nécessite un détecteur hermétique afin mesurer l'énergie transverse manquante. Cette quantité signe la présence de particules qui n'interagissent pas avec le détecteur comme les neutrinos.

D'autre part, les modes de productions associées tels que $t\bar{t}H$ ou VH avec $H \rightarrow b\bar{b}$ sont aussi très intéressants à basse masse. Un lepton provenant de la désintégration d'un des quarks top ou des vecteurs boson (W ou Z) peut permettre le déclenchement de l'événement et augmenter le pouvoir de discrimination contre le bruit de fond. Pour ces canaux, l'étiquetage des jets provenant d'un quark b est essentiel afin de les distinguer d'un jet de quark léger. Pour cela, un trajectographe doit permettre la mesure de la trace du jet à une distance très proche du point d'interaction afin de détecter un vertex déplacé.

Pour un boson de Higgs de masse $m_H > 160$ GeV : les désintégrations hadroniques ou en neutrinos d'un des bosons W ou Z dans les canaux $H \rightarrow WW$ et $H \rightarrow ZZ$ permettraient d'extraire un signal. Un des défis majeurs dans ces canaux repose sur la détermination de la charge électrique des leptons à haut p_T , provenant de la désintégration leptonique d'un des deux bosons.

Le mode de production par fusion de boson vecteurs a une signature caractéristique composée de deux jets énergétiques situés vers l'avant du détecteur. L'identification de jets se trouvant dans des régions proches du faisceau est donc très importante, et impose une couverture géométrique des calorimètres jusqu'à $|\eta| < 5$.

Une grande acceptance en pseudo-rapacité η est aussi requise avec une couverture en ϕ maximale¹ afin d'optimiser la mesure de la somme de l'énergie dans le plan transverse permettant de calculer l'énergie transverse manquante.

1. voir annexe A pour la définition des variables géométriques.

2.2.3 Recherche au delà du Modèle Standard

Bien que le Modèle Standard décrit les phénomènes subatomiques avec une grande précision, il comporte un certain nombre de limites. En effet, il n'explique pas la hiérarchie des masses des particules et ne décrit pas l'existence de matière noire. L'extension minimale supersymétrique du Modèle Standard ou MSSM, est une théorie attractive qui adresse des réponses à ces questions. La recherche des bosons de Higgs chargés H^\pm et neutres $h/H/A$ prédits par cette théorie, se concentre sur les processus $\phi \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $H^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu$ avec une production $pp \rightarrow H^\pm W^\pm bb$ où $\phi \equiv h/H/A$. Ici la détection de vertex secondaires pour l'identification des jets de quarks b ainsi qu'une bonne identification des leptons τ sont essentielles. De même, une haute résolution calorimétrique pour les jets et le calcul de l'énergie transverse manquante est critique.

L'énergie au centre de masse et la haute luminosité délivrée par le LHC rendent possible la recherche au delà du Modèle Standard par le biais de la recherche de particules supersymétriques telles que les squarks et les gluinos. Ceux-ci se désintègrent en créant une cascade de particules supersymétriques légères stables, interagissant très peu avec le détecteur. Ces analyses nécessitent un détecteur très hermétique afin d'accomplir une mesure de l'énergie transverse manquante très précise.

La découverte de bosons lourds Z' et W' pourrait être accessible à des masses de quelques TeV, ce qui nécessite de très bonnes performances calorimétrique à haute énergie.

2.3 Le grand collisionneur de hadrons : le LHC

Le projet LHC approuvé par le conseil du CERN en décembre 1994 et mis en service en septembre 2008 a pour objectif d'étendre les frontières de la physique des particules avec des collisions proton-proton atteignant une énergie jamais égalée de 14 TeV au centre de masse, avec une luminosité instantanée de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ à son fonctionnement nominal. Le LHC ou *Large Hadron Collider* [5] est le collisionneur de hadrons le plus puissant jamais construit à ce jour. Il est installé près de Genève, à la frontière franco-suisse, au CERN le *Centre Européen de Recherche Nucléaire*, à une profondeur comprise entre 45 et 170 m, dans le tunnel de 26.7 km de circonférence précédemment occupé par le LEP, jusqu'à l'année 2000. Le LHC accélère des protons et des ions lourds et les fait entrer en collision en plusieurs points où se trouvent des détecteurs.

2.3.1 Principales caractéristiques

Deux grandeurs d'intérêt pour le physicien expérimental des hautes énergies sont l'énergie au centre de masse \sqrt{s} [TeV], lors de la collision des particules (ici des protons ou des ions lourds) et la luminosité instantanée \mathcal{L} [$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$] ou [$\text{barn} \cdot \text{s}^{-1}$]. Comme on a pu le voir dans la figure 1.8, la production du boson de Higgs a une section efficace très basse. De plus, on sait que le taux d'événements N_{event} [s^{-1}] d'un processus donnée produit au LHC est donnée par :

$$N_{event} = \mathcal{L} \times \sigma_{processus} \quad (2.1)$$

On remarque que plus la luminosité \mathcal{L} est grande, plus on augmente la probabilité d'observer ce type d'événements au LHC. De plus, la section efficace σ_{Higgs} augmente avec l'énergie au centre de masse. Finalement, on comprend que maximiser \sqrt{s} et \mathcal{L} revient à maximiser le potentiel de découverte au LHC.

2.3.2 Expériences au LHC

ATLAS (A Toroïdal LHC ApparatuS) [6] et CMS (Compact Muon Solenoïd) [7] sont les deux grandes expériences du LHC qui sont optimisées pour collecter les données fournies par le LHC dans son mode de collisions proton–proton à une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Le programme de recherche de ces deux expériences s'étend de la recherche du boson de Higgs à la physique au delà du Modèle Standard en passant par des mesures de précisions des paramètres du Modèle Standard.

De plus, le LHC compte deux expériences à basse luminosité : LHCb (Large Hadron Collider beauty) [40] pour explorer la physique des saveurs lourdes, et TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) [41] pour la détection de protons à bas angle aux luminosités nominales respectives de 4×10^{32} et $10^{29} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Finalement le LHC est doté de l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [42] entièrement dédiée aux collisions d'ions lourds (plomb), à une luminosité nominale de $10^{27} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Dans la figure 2.2 se trouve un schéma de l'anneau du LHC et des quatre principales expériences.

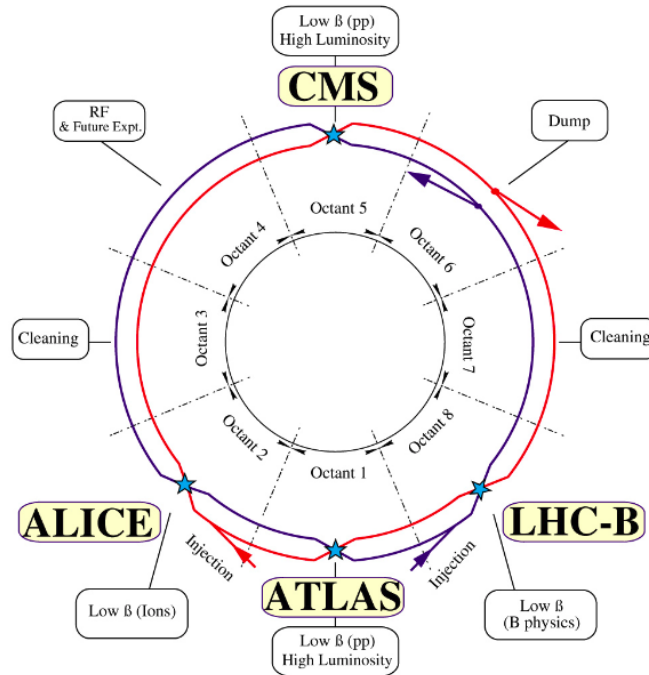


Figure 2.2 — Schéma général du LHC et ses principaux points de collision [5].

2.3.3 Système magnétique du LHC

La construction du LHC au CERN a fortement été favorisée par la possibilité de réutiliser la chaîne d'injection déjà existante pour le LEP ainsi que son tunnel. Ceci est un avantage au niveau budgétaire du projet et en même temps un élément déterminant quand aux contraintes imposées au système magnétique du LHC. En effet, le diamètre interne du tunnel de 3.7 m ne permet pas l'installation de deux systèmes magnétiques indépendants pour les deux faisceaux de protons circulant en sens opposés. Due à cette contrainte spatiale, la technologie *twin-bore* d'aimants supra-conducteurs a été retenue, consistant en deux bobines côte à côte. Ceci permet le transport des deux faisceaux circulant dans des sens opposés utilisant la même structure mécanique et le même cryostat.

Au LHC une large variété d'aimants de type électro-aimant et supraconducteur est utilisée. Chaque type ayant une fonction différente comme la correction ou la courbure de la trajectoire, la focalisation ou défocalisation des faisceaux. Cependant, les aimants les plus importants en termes de défis technologiques sont les dipôles dont on peut voir une coupe transverse dans la figure 2.3.

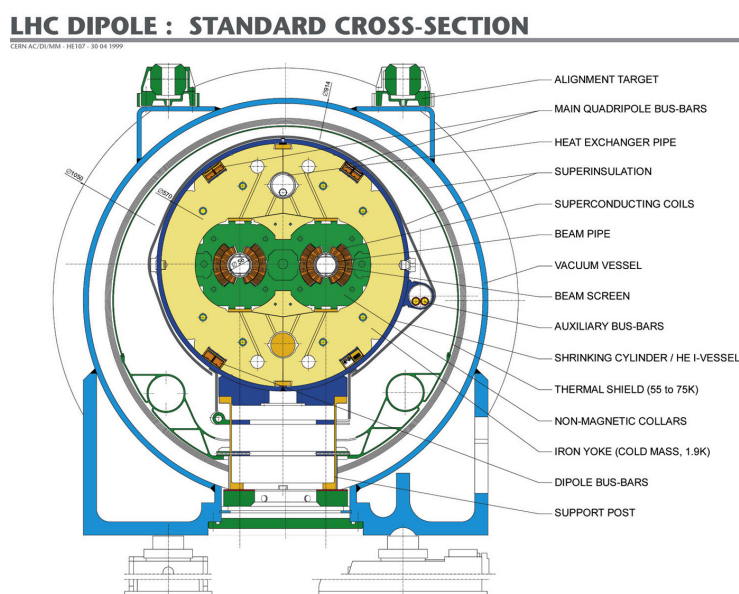


Figure 2.3 — Schéma montrant la coupe transversale d'un aimant dipôle du LHC avec la masse froide et la chambre sous vide [5].

Les dipôles doivent fournir un champ magnétique nominal de 8.33 T dans la configuration d'énergie de 7 TeV par faisceau, permettant une déviation de ceux-ci de 0.6 mm par mètre parcouru. Afin de répondre à ce besoin, les bobines de NbTi sont refroidies à 1.9 K utilisant une centaine de tonnes d'hélium dans un état superfluide circulant sans frottement. L'état supraconducteur permet de faire circuler un courant intense de 13000 A dans la configuration nominale sans résistance. Le LHC compte 1232 dipôles longs d'environ 15 m permettant la courbure des faisceaux de protons.

2.3.4 Chaîne d'injection et d'accélération des protons au LHC

La source de protons provient d'une bouteille d'hydrogène gazeux. Soumis à un champ électrique, les électrons des atomes d'hydrogène sont arrachés afin d'isoler les protons qui sont successivement accélérés par le LINAC 2, le PSB (Proton Synchrotron Booster), le PS (Synchrotron à Protons), le SPS (Super Protons Synchrotron) accélérant les protons respectivement à des énergies de 50 MeV, 1.4 GeV, 25 GeV, 450 GeV. Finalement deux faisceaux, composés d'une succession de paquets de protons, sont introduits dans les deux tubes du LHC circulant dans des sens opposés atteignant une énergie maximale de 7 TeV. La chaîne d'injection du LHC schématisée dans la figure 2.4 dans son fonctionnement nominal contiendra 2808 paquets de protons séparés d'environ 7.5 mètres soit 25 ns.

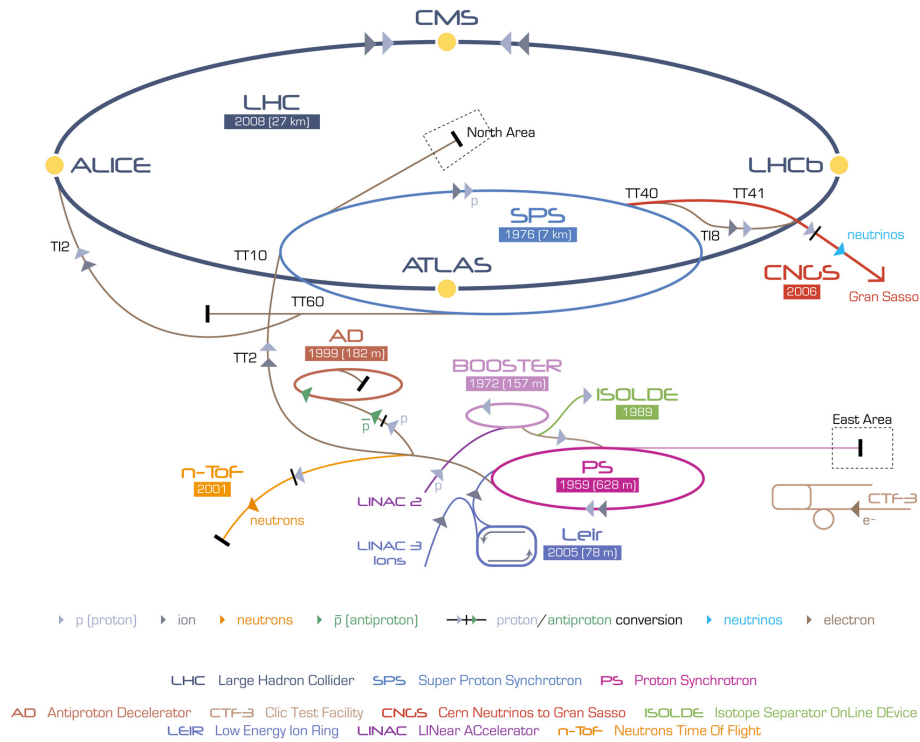


Figure 2.4 – Complexe d'accélérateurs du CERN [43].

Le LHC est conçu pour fonctionner avec 3564 paquets de protons séparés de 25 ns. Chaque croisement de paquets de protons est identifié par un numéro d'identifiant unique BCID (*Bunch crossing identifier*). La chaîne d'injection limite le nombre de paquets de protons à 2808, laissant le reste de BCID vides. L'accélération des paquets de protons d'une énergie initiale de 450 GeV à 7 TeV est possible grâce à des cavités radiofréquences supraconductrices soumises à un champ électrique de 16 MV par paquet. Une fréquence de 400 MHz est utilisée afin de rétrécir la composante longitudinale des paquets de protons. Durant l'année 2012, 4 minutes et 20 secondes étaient nécessaires pour remplir les deux anneaux du LHC suivis de 20 minutes pour que ceux-ci circulent avec une énergie de 4 TeV chacun.

2.3.5 Configuration et performance du LHC durant le Run 1

Les informations de cette section se concentrent sur les années 2011 et 2012 de fonctionnement du LHC dans le mode de collision de proton–proton [44]. Cette période sera nommée le Run 1.

Dans la période du mois de mars à octobre de l’année 2011, le LHC a fourni des faisceaux de protons ayant une énergie de 3.5 TeV chacun. Après un incident survenu au niveau d’une soudure d’un dipôle lors du premier démarrage en 2008 provoquant une année de retard dans l’agenda initialement prévue. Durant le premier mois de mise en fonctionnement, les faisceaux stables dans le LHC ont été composés de paquets de protons espacés de 75 ns et en quelques jour 200 paquets circulaient dans chaque faisceau du LHC. Après une période de maintenance, la configuration du faisceau a été modifiée avec un espacement des paquets de protons de 50 ns et une augmentation régulière du nombre de paquets, permettant le 21 avril 2011 de dépasser le record mondial de luminosité dans un collisionneur hadronique détenu jusqu’alors par le TeVatron avec un pic de luminosité de $4.6 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Le nombre de paquets maximal atteint en juin 2011 était de 1380, toujours avec un espacement de 50 ns. La période d’été de 2011 fut dédiée à augmenter l’intensité des paquets jusqu’à 1.35×10^{11} protons par paquet.

En février 2012 [45], l’énergie des faisceaux a été augmenté à 4 TeV, permettant d’accroître la section efficace de production du boson de Higgs. Cette décision a été prise suite à l’observation d’un excès de 3.5σ de signifiante et 3.1σ [46] [47] respectivement pour une masse d’environ 124-126 GeV publiées avec les données accumulées en 2011 par les collaborations ATLAS et CMS.

Durant la période de mai à décembre 2012, le nombre de paquets a considérablement augmenté de 47 à 1380 paquets espacés de 50 ns et la focalisation des paquets dans le plan transverse a été optimisée afin de maximiser la luminosité délivrée. De plus, la densité de protons par paquet a atteint 1.7×10^{11} durant l’année 2012.

On peut voir dans le tableau 2.1 les principaux paramètres de fonctionnement du LHC pour les années 2011 et 2012 lors des collisions proton–proton.

Année	2011	2012
\sqrt{s} [TeV]	7	8
Pic de luminosité [$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]	4.6×10^{33}	7.73×10^{33}
<i>Pile-up</i>	9.1	20.3

Table 2.1 – Principaux paramètres de fonctionnement du LHC pour les années 2011 et 2012 lors des collisions de proton–proton.

Dans la figure 2.5, les performances de fonctionnement du LHC pendant les années 2011 et 2012 sont présentées. Durant l’année 2012 un total de 73 jours cumulés de collisions stables² a été fourni par le LHC contre 53 en 2011 correspondant à une efficacité de 33% en 2011 et 36% en 2012. La totalité de ces périodes de collision de protons au LHC a

2. Les données utilisées dans les analyses de physique sont celles issues de collisions stables.

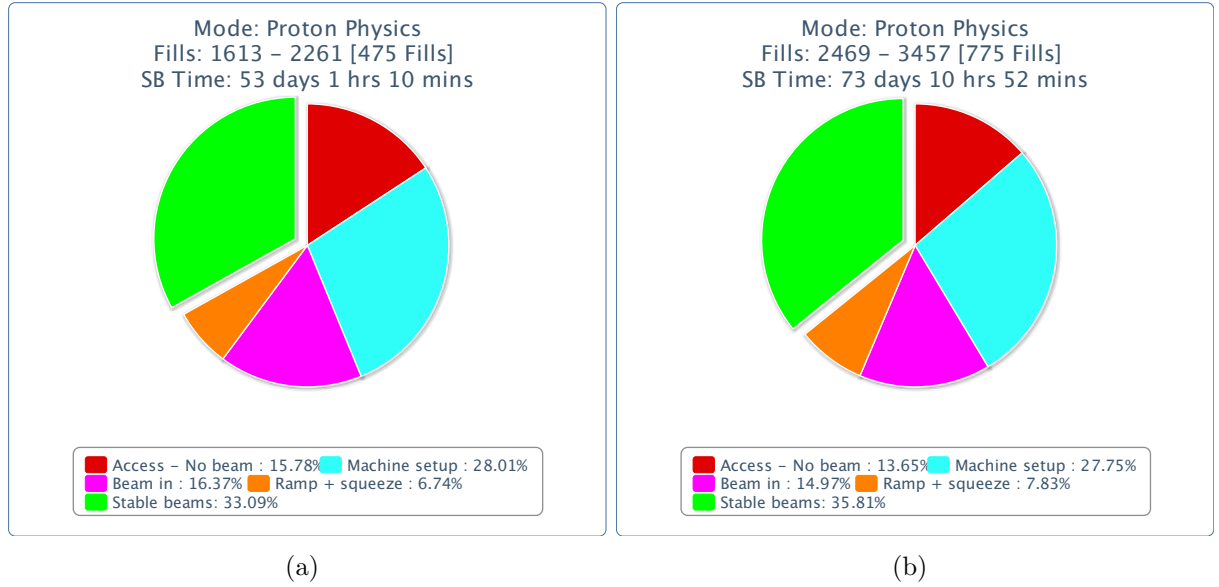


Figure 2.5 – *Efficacité du LHC durant l’année 2011 (a) et 2012 (b) [48].*

permis de délivrer une luminosité intégrée de 5.5 fb^{-1} en 2011 et 22.8 fb^{-1} en 2012 aux détecteurs ATLAS et CMS. En juin 2012, durant sa meilleure semaine, le LHC a été capable de fournir 1.35 fb^{-1} de données aux détecteurs ATLAS et CMS.

Le grand nombre de protons dans les paquets des faisceaux circulant dans le LHC provoque des collisions multiples lors des croisement de faisceaux, comme on peut le voir dans la figure B.1 de l’annexe B, qui montre un événement dans lequel 25 vertex primaires ont été reconstruits correspondant au même nombre de collisions dures pour un même croisement de faisceau. Ce phénomène est nommé empilement de l’événement ou *pile-up*. Cette augmentation du taux d’empilement rend plus difficile la reconstruction du vertex primaire et d’objets chargés tels que les électrons. De plus, la densité d’énergie déposée dans les calorimètres augmente avec le *pile-up* en affectant la résolution en énergie et l’isolation. D’autre part, l’environnement hadronique des collisions produit majoritairement du bruit de fond QCD ayant une section efficace dominant de plusieurs ordres de grandeurs celles des processus intéressants, comme on peut le voir dans la figure 1.8.

2.4 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS [6], que l’on peut voir dans la figure 2.6 est un des deux détecteurs généralistes du LHC avec CMS. Comme la majorité des détecteurs de physique de hautes énergies, il est constitué de plusieurs couches de détecteurs concentriques autour du point de collision. Une partie cylindrique constitue le tonneau du détecteur et deux bouchons assurent l’herméticité. En allant du point d’interaction vers l’extérieur, le trajectographe interne est le premier détecteur, suivi du système calorimétrique et finalement des spectromètres à muons. Afin de courber la trajectoire des particules chargées le trajectographe interne est plongé dans un champ magnétique produit par un aimant solénoïdal. De plus,

la trajectoire des muons traversant les détecteurs à muons est courbée par des aimants toroïdaux.

Dans les prochaines sections est présenté chacun de ces sous-détecteurs.

2.4.1 Le trajectographe interne

Les objectifs principaux du trajectographe interne sont la mesure de la trajectoire, de l'impulsion transverse des particules chargées et la détermination de la position des vertex (20 en moyenne durant l'année 2012) avec une haute résolution. Afin d'atteindre ces objectifs il est composé de deux détecteurs à très haute granularité au plus proche du point d'interaction : le détecteur à pixels et le détecteur à micropistes de silicium (SCT). Les détecteurs de silicium sont complétés par un détecteur à rayonnement de transition (TRT). On peut voir dans la figure 2.7 une illustration des trois sous-détecteurs qui forment le trajectographe interne d'ATLAS.

2.4.1.1 Le détecteur à pixels

Il couvre la région $|\eta| < 2.5$ qui délimite la zone de précision du détecteur ATLAS dans laquelle les électrons peuvent être correctement reconstruits. Il est composé de trois couches concentriques de détecteur à pixels dans le tonneau et de 2×3 disques dans les bouchons, comme on peut le voir dans la figure 2.7. C'est le détecteur le plus proche du point d'interaction, le rayon externe du tube du faisceau du LHC est de 36 mm et la première couche de pixels du tonneau souvent appelé *b-layer* se trouve à un rayon de 50.5 mm. La troisième et dernière couche se trouve à un rayon de 122.5 mm.

Un total de 47232 capteurs en silicium dopés de type n^+ sont regroupés en 1744 modules de 250 μm d'épaisseur dont le substrat en silicium est dopé n. Une tension de biais de 150 V est appliquée créant une zone de déplétion permettant la détection des particules. La taille de 90% des pixels est de $R - \phi \times z = 50 \times 400 \mu\text{m}^2$ ³. Afin d'avoir une couverture totalement hermétique en parcourant l'angle ϕ , les capteurs sont inclinés de 20° chacun et assurent un recouvrement entre eux. La particularité et la robustesse du détecteur à pixels reposent sur le fait que chaque pixel possède son propre système de lecture correspondant à un total de 80,4 millions de canaux. Ceci permet notamment de diminuer l'impact de l'important taux de radiation auquel est soumis le détecteur à pixels.

Lorsque une particule chargée traverse un capteur elle crée des paires électrons-trous dans la zone de déplétion. Cette zone étant soumise à une différence de potentiel, les électrons migrent et créent un signal électrique collecté par le système de lecture des pixels. Un seuil minimum de 3500 électrons est requis afin que le signal électronique soit traité.

Afin de minimiser le bruit électronique lié à la chaleur dégagée par les collisions et le détecteur lui-même les modules de pixels sont refroidis à des températures allant de -13°C à -5°C à l'aide de C_3F_8 .

3. z est la composante suivant l'axe du faisceau et $R - \phi$ est la composante azimutale.

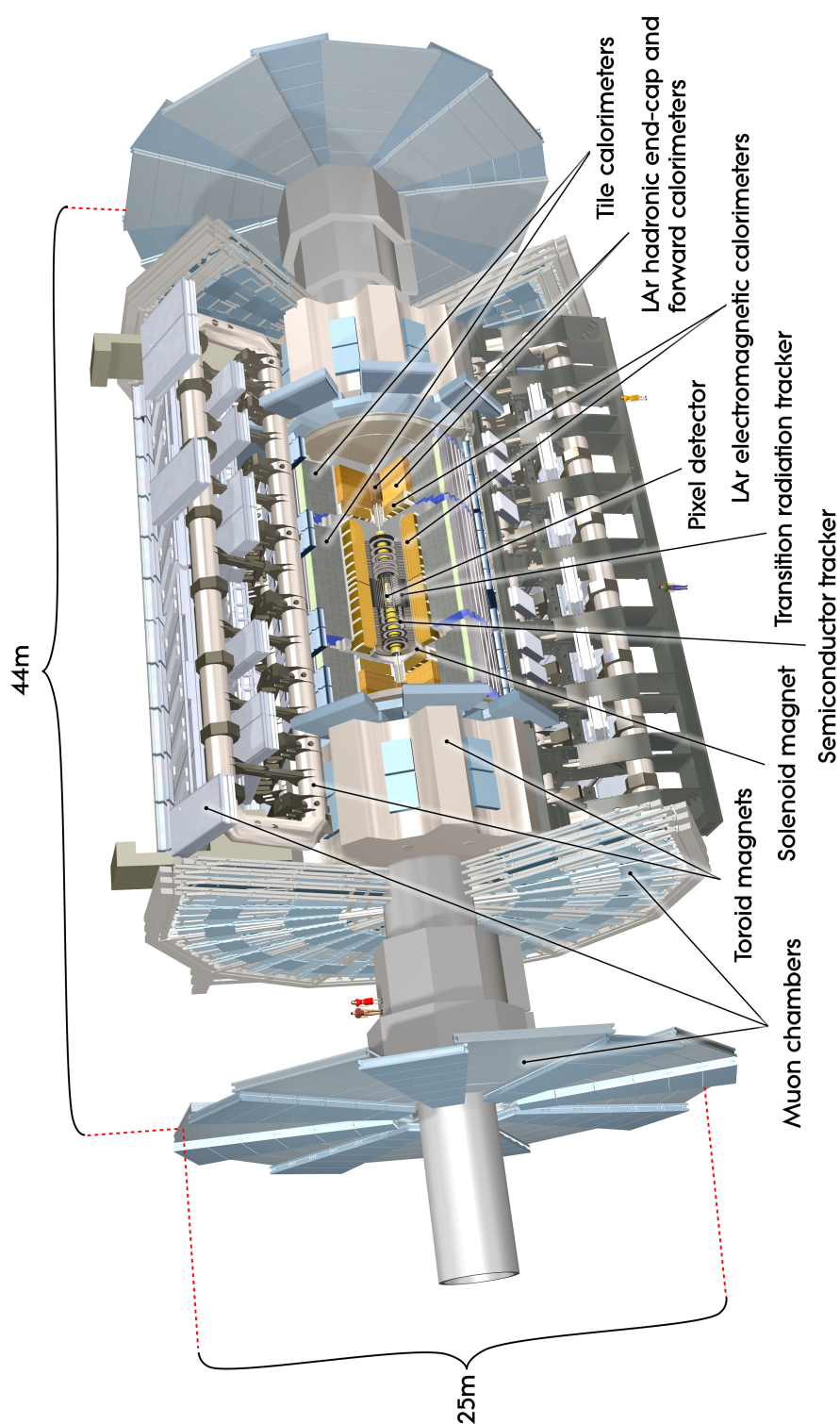
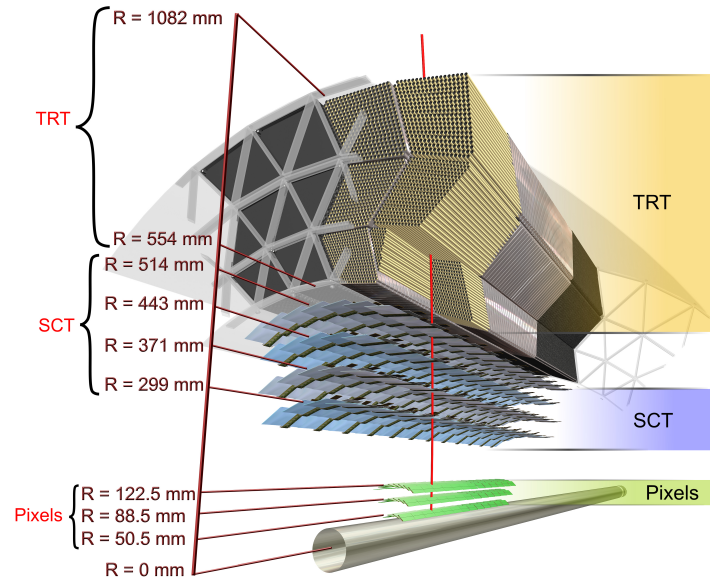
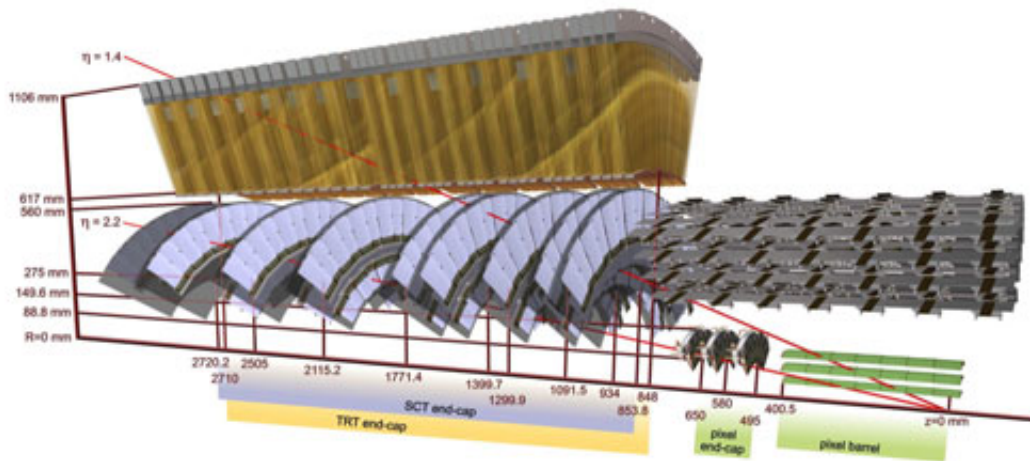


Figure 2.6 – Le détecteur ATLAS et ses aimants [49].



(a)



(b)

Figure 2.7 – Schéma du détecteur interne dans le tonneau (a) traversé par une particule chargée de haute énergie et du détecteur interne dans les bouchons (b) traversé par deux particules chargées de haute énergie [49].

2.4.1.2 Le trajectographe à micropistes de silicium (SCT)

Comme le détecteur à pixels, le SCT couvre la région $|\eta| < 2.5$. Il est composé de quatre couches concentriques de capteurs micropistes de silicium dans le tonneau et 2×9 disques dans les bouchons comme on peut le voir dans la figure 2.7.

Un total de 15392 capteurs silicium sont regroupés en 4088 modules indépendants pour un total de 6.3 millions de micropistes. Le SCT est composé de capteurs silicium à micropistes dopés p sur un substrat dopé n. Les modules mesurent 6 cm de long et $80 \mu\text{m}$ ($56,9$ à $90,4 \mu\text{m}$) de large dans le tonneau (les bouchons) et sont épais de $285 \mu\text{m}$. Le principe de fonctionnement des capteurs SCT est le même que celui du détecteur à pixels. La zone de déplétion est maintenue grâce à une tension de biais de 150 V lorsque le faisceau du LHC est dans son mode stable. Ainsi les particules chargées traversant les capteurs créent des paires électron-trou sur sa trajectoire, ensuite les électrons sont collectés par le système électronique de traitement du signal du SCT. Afin de limiter les dommages liés aux radiations, les capteurs SCT sont maintenus à une température d'environ 0°C grâce à un refroidissement par évaporation.

2.4.1.3 Le trajectographe à rayonnement de transition (TRT)

Le TRT que l'on peut voir sur la figure 2.7 est le plus éloigné du point de collision parmi les sous-détecteurs composant le détecteur interne. Il permet de mesurer la position $R - \phi$ de la trajectoire des particules chargées le traversant. Sa couverture s'étend jusqu'à $|\eta| < 2$. Dans le tonneau à $|\eta| < 1$, il est composé de pailles tubulaires de 4 mm de diamètre et $35 \mu\text{m}$ d'épaisseur, longitudinales au faisceau et longues de 1.5 m. Dans cette région, trois couches, avec un rayon interne de 0.5 m et un rayon externe de 1.1 m, composées de 50000 tubes au total, sont regroupées en 32 modules chacune. Dans les bouchons à $1 < |\eta| < 2$, les tubes positionnés perpendiculairement à l'axe du faisceau sont longs de 0.4 m. Huit roues internes et 12 roues externes composent les bouchons regroupant 120000 tubes. La couverture longitudinale est de $0.8 < |z| < 2.7$ m.

Les tubes servant de cathode sont composés d'une couche de $25 \mu\text{m}$ de polyimide avec $0.2 \mu\text{m}$ d'aluminium de chaque côté protégés de $5\text{-}6 \mu\text{m}$ de polyimide graphyite. Chacun contient en son centre un fil anode de tungstène de $31 \mu\text{m}$ de diamètre. Le fil est relié à la masse alors que la cathode est soumise à une tension de -1530 V. Chaque tube est rempli d'un gaz composé à 70% de Xe, 27% de CO_2 et 3% de O_2 .

Lorsqu'une particule chargée traverse les tubes, elle ionise le gaz à l'intérieur. Ensuite les électrons d'ionisation dérivent vers l'anode créant une cascade d'électrons avec un gain de 2.5×10^4 . Pour une particule d'énergie transverse supérieure à 500 MeV, 30 pailles sont traversées en moyenne. Alors que les détecteurs à silicium nécessitent une basse température afin de minimiser le bruit électronique, le TRT opère à température ambiante.

Le TRT contribue à l'identification des électrons à travers la détection des rayonnements de transition dans le domaine des rayons X créés par des feuilles (fibres) de polyéthylène disposées entre les couches de paille dans le tonneau (les bouchons). Lors du traitement du signal collecté par l'anode, deux seuils sont appliqués afin de discriminer les électrons des hadrons, puisque le nombre de points d'impact à haut seuil dépend du

facteur de Lorentz défini comme $\gamma = E/m$, avec E l'énergie de la particule et m sa masse. On peut voir dans la figure 2.8 la distribution du nombre de coups à haut seuil dans le TRT en fonction de γ ainsi que de l'énergie, pour des jets de pions et des électrons.

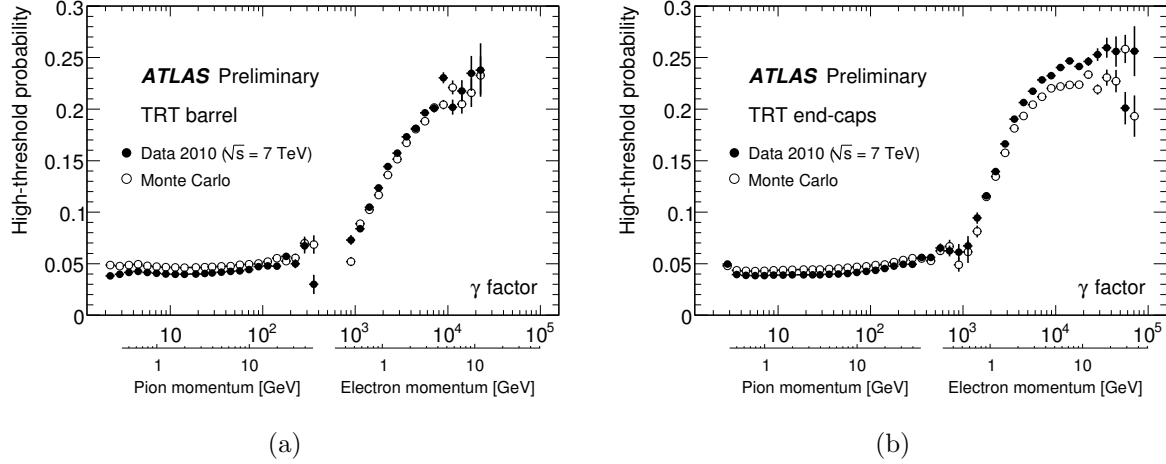


Figure 2.8 – Nombre de coups à haut seuil du TRT dans le tonneau (a) et dans les bouchons (b) en fonction du facteur de Lorentz γ et de l'énergie pour les électrons et pour des jets de pions dans les données collectées durant l'année 2010 et la simulation Monte Carlo [50].

On remarque que à énergie égale le signal collecté à haut seuil pour un hadron est moins important que pour un électron.

2.4.1.4 Aimant solénoïde du trajectographe interne

L'ensemble du détecteur interne est plongé dans un champ magnétique axial de 2 T produit par un aimant solénoïde. Le choix de sa technologie et des matériaux utilisés est basé sur la minimisation du matériel en face du calorimètre électromagnétique. Les câbles supraconducteurs utilisés pour le bobinage qui forme le solénoïde est composé de $NbTi$ stabilisé par de l'aluminium. Ceci permet de fournir un grand champ magnétique tout en maintenant une épaisseur minime. Le rayon externe du solénoïde est de 2.4 m pour une longueur de 5.3 m. Un courant de 7.73 kA circule dans les bobines. Afin d'assurer l'état supraconducteur la température est de 2.7 K.

2.4.1.5 Performance du trajectographe interne

L'efficacité d'acquisition des données du détecteur à pixels, du SCT et TRT était de 99.9%, 99.1% et 99.8% respectivement pour l'année 2012 [51]. Une trace de bonne qualité dans la région centrale du détecteur interne est associée à trois points d'impact dans le détecteur à pixels, quatre dans le SCT et une trentaine dans le TRT.

Dans la figure 2.9 on peut voir la distribution en η du nombre de points d'impact dans le détecteur à pixels, le SCT et le TRT des traces de bonne qualité durant la prise de données de 2011. On remarque un bon accord entre les données et la simulation. La

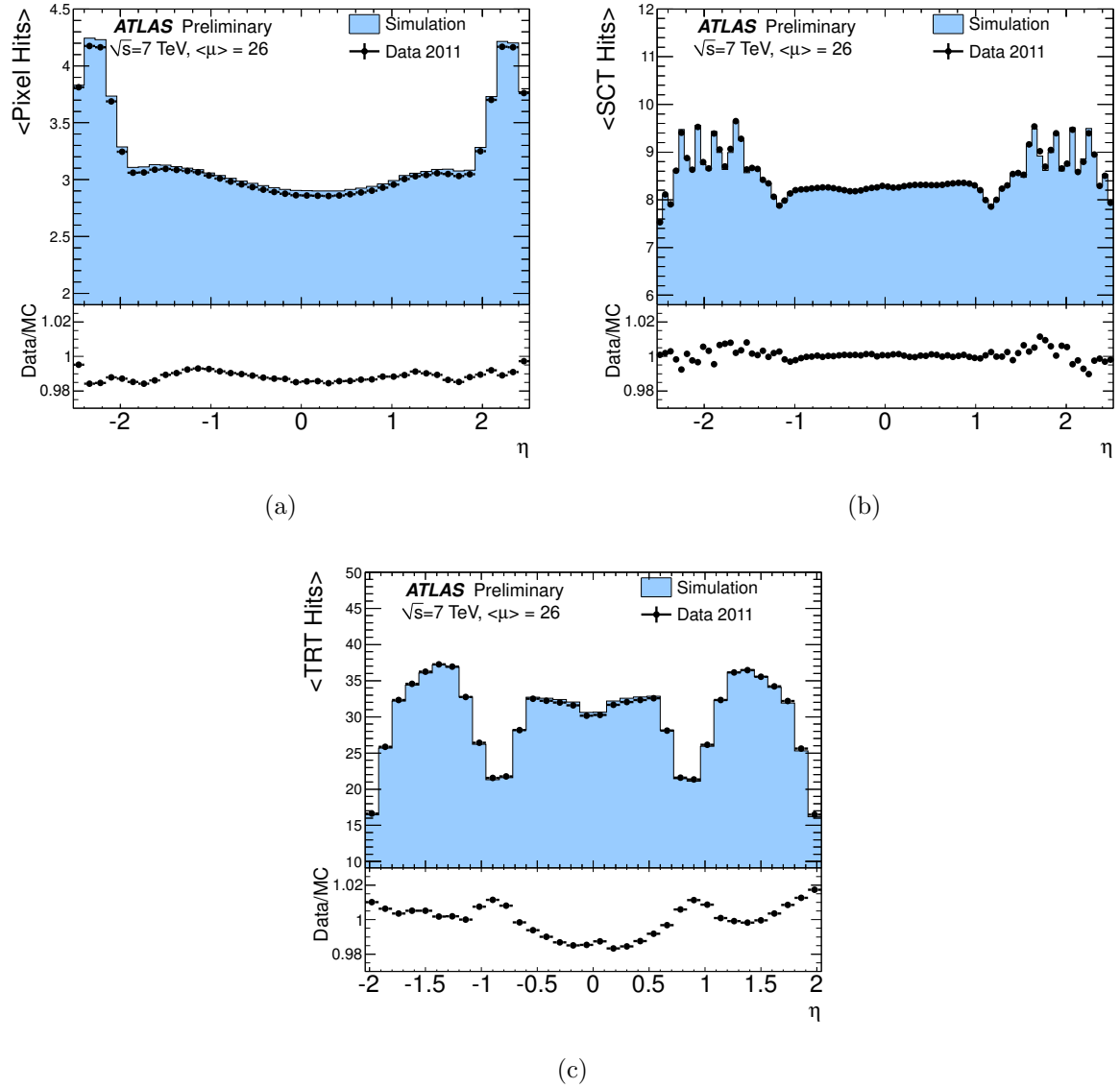


Figure 2.9 – Nombre de points d'impact dans le détecteur à pixels (a), le SCT (b) et le TRT (c) en fonction de la pseudo-rapidity η des traces passant une sélection robuste dans une fraction des données collectés durant l'année 2011 [52].

résolution spatiale dans la direction azimutale et longitudinale des trois systèmes est de $10 \times 115 \mu\text{m}$ pour le détecteur à pixels, $17 \times 580 \mu\text{m}$ pour le SCT et $130 \mu\text{m}$ pour le TRT.

On peut voir dans la figure 2.10 la distribution de la résolution longitudinale et transversale de la mesure de la position du vertex primaire d'interaction pour les données de 2012, dont la reconstruction est expliquée brièvement dans la section 2.5.3. On remarque que la résolution sur la mesure de la position du vertex primaire diminue d'un ordre de grandeur en passant d'un vertex reconstruit à partir de cinq à 80 traces. On remarque un bon accord entre les données et la simulation.

La résolution en impulsion des traces est mesurée à l'aide de muons provenant de

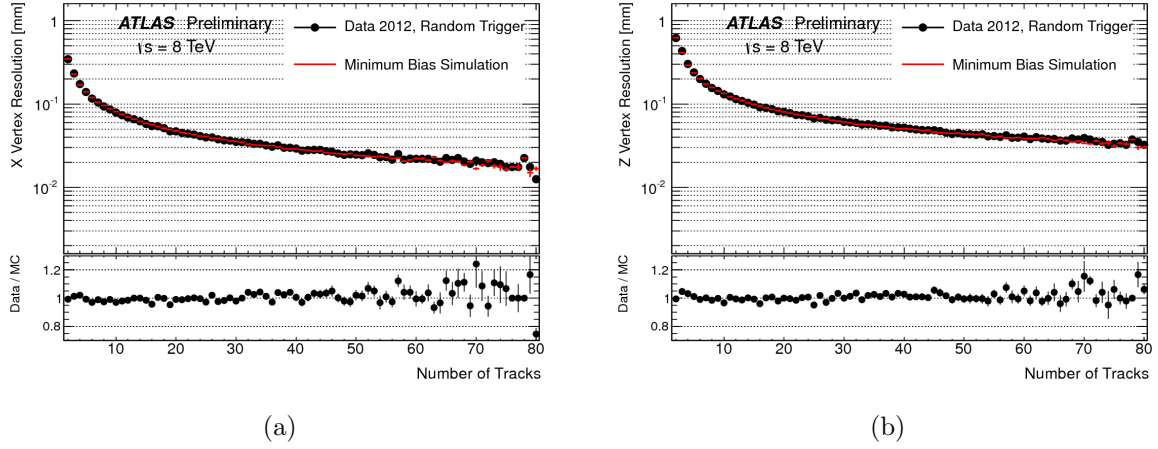


Figure 2.10 – Résolution transverse (a) et longitudinale (b) des vertex primaires dans les données 2012 et dans la simulation Monte Carlo en fonction du nombre de traces dans les vertex [53].

$Z \rightarrow \mu\mu$ et peut être paramétrée comme suit :

$$\frac{\sigma(p)}{p} = a \cdot p_T \oplus b, \text{ pour } |\eta| < 1.9 \quad (2.2)$$

$$\frac{\sigma(p)}{p} = a \cdot p_T \frac{1}{\tan^2 \theta} \oplus b, \text{ pour } |\eta| > 1.9 \quad (2.3)$$

avec le terme de diffusion multiple a et le terme de résolution intrinsèque b . Ces paramètres sont mesurés pour les différentes régions suivantes du détecteur interne :

- tonneau : $|\eta| < 1.05$,
- transition : $1.05 < |\eta| < 1.7$,
- bouchon : $1.7 < |\eta| < 2.0$,
- sans TRT : $2.0 < |\eta| < 2.5$.

Les mesures des paramètres pour ces différentes régions se trouvent dans le tableau 2.2.

Région η	a (%)	b (%)
tonneau	0.04	1.55
transition	0.08	2.55
bouchon	0.10	3.32
sans TRT	0.01	4.86

Table 2.2 – Paramètres de la résolution du détecteur interne définis dans les équations 2.2 et 2.3 avec $[p_T] = \text{GeV}$, mesurés dans les premières données de collision proton–proton collectées en 2011 correspondant une luminosité intégrée de 2.54 fb^{-1} [54].

On remarque que les performances sont très proches de celles visées lors de la conception du détecteur interne $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.05\% \cdot p_T \oplus 1\%$, où $[p_T] = \text{GeV}$ [6].

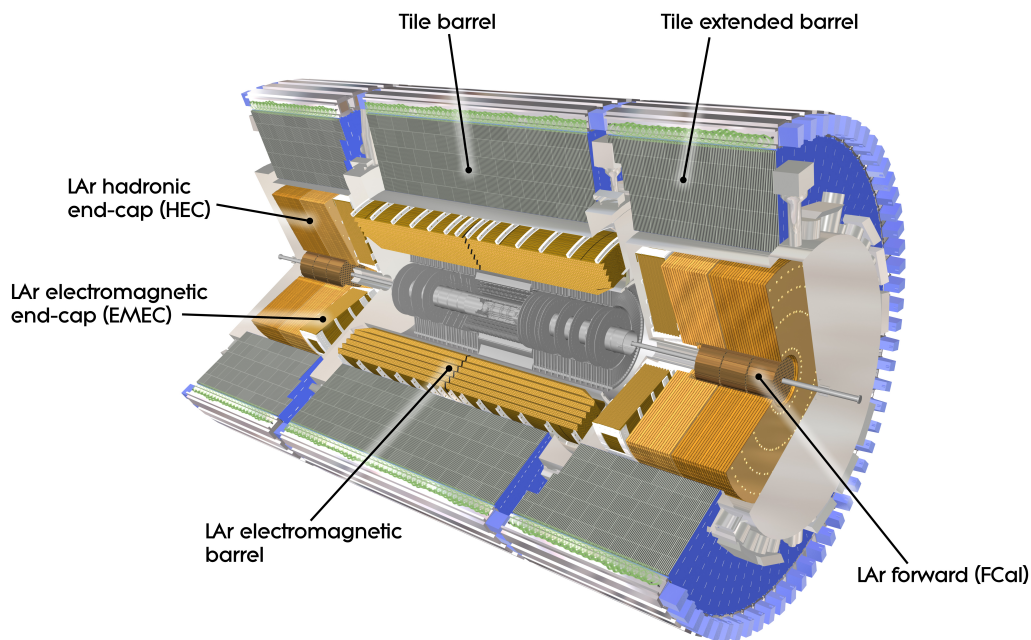
2.4.2 Le système calorimétrique

Le système calorimétrique d'ATLAS est conçu de manière à maximiser son acceptance géométrique. Il couvre $|\eta| < 4.9$ en vue des objectifs de recherche discutés dans la section 2.2. Il est composé de calorimètres à échantillonnage utilisant différentes technologies et méthodes de mesure de l'énergie selon la région du détecteur. Proche du faisceau la technologie choisie est robuste aux radiations auxquelles elle est soumise.

En pénétrant dans la matière dense du calorimètre les particules électromagnétiques créent une gerbe électromagnétique. Dans la région de précision imposée par la couverture du détecteur interne $|\eta| < 2.5$, la première couche du calorimètre a une très haute granularité.

Le but du système calorimétrique d'ATLAS est de mesurer l'énergie des objets tels que les jets, les électrons et les photons qui le traversent mais aussi de mesurer avec une bonne résolution l'énergie transverse manquante. Pour cela ATLAS dispose de trois types de calorimètres présentés dans la figure 2.11 :

- Les calorimètres électromagnétiques : EMB pour *ElectroMagnetic Barrel*, EMEC pour *ElectroMagnetic End-Cap* et le PS ou pré-échantillonneur.
- Les calorimètres hadroniques : le calorimètre à tuiles et HEC pour *Hadronic End-Cap*.
- Les calorimètres vers l'avant : FCAL pour *Forward CALorimeter*.



zone

Figure 2.11 – Le système calorimétrique d'ATLAS [49].

Les huit partitions composés du EMB, EMEC (A/C), HEC (A/C), FCAL (A/C)⁴ et du PS sont des calorimètres à argon liquide souvent appelé calorimètres LAr. Tandis que le calorimètre hadronique dans la région $|\eta| < 1.7$ est un calorimètre à tuiles.

2.4.2.1 Les calorimètres à argon liquide

Les calorimètres à argon liquide sont composés d'une succession de couches d'un milieu passif ou absorbeur et d'un milieu actif. Le milieu absorbeur permet de déclencher une gerbe électromagnétique après le passage d'un photon ou d'un électron, ou permet de déclencher une gerbe hadronique après le passage des hadrons issus des quarks, gluons ou de leptons τ . Le milieu actif est l'argon liquide et permet la mesure de l'énergie déposée.

Les objets électromagnétiques déposent leur énergie entièrement dans le calorimètre électromagnétique contrairement aux jets qui déposent une partie de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique et le reste dans le calorimètre hadronique.

Calorimètres électromagnétique : EMB et EMEC

Les calorimètres électromagnétiques sont insérés dans trois cryostats : un dans le tonneau $|\eta| < 1.475$ et deux dans les bouchons $1.375 < |\eta| < 3.2$. On peut voir dans la figure 2.12 la structure du calorimètre alternant des plaques de plomb et d'électrodes avec un espace les séparant appelé interstice contenant l'argon liquide.

L'électrode est composée de deux couches externes conductrices en cuivre sur lesquelles est appliquées une haute tension, dont les valeurs par région sont listées dans le tableau 2.3. Entre ces deux couches conductrices se trouve une troisième permettant de collecter les électrons d'ionisation de l'argon liquide issus du passage d'une particule ayant interagi avec celui-ci. Sous l'effet de la différence de potentiel appliquée entre la plaque de plomb et l'électrode, d'environ 1kV/mm, les électrons d'ionisation dérivent vers l'électrode de lecture à une vitesse d'environ $4.6 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ ce qui correspond à un temps de dérive de l'ordre de 450 ns [55].

Structure en accordéon : La particularité du calorimètre électromagnétique se trouve dans la forme en accordéon de la succession de ses couches de plaques de plomb et électrodes. Dans le tonneau, les vagues de l'accordéon de l'EMB se développent radialement, parallèles à l'axe du faisceau, de manière à ce que chaque couche se superpose en parcourant l'angle ϕ . Contrairement, dans les bouchons, les vagues de l'accordéon des EMEC se développent axialement le long du faisceau et sont donc parallèles à la direction radiale. Cette géométrie, en plus de fournir une acceptance azimutale maximale, permet d'avoir une réponse uniforme en parcourant l'angle ϕ . Le choix de l'argon liquide comme milieu actif rend le calorimètre résistant aux radiations et permet une réponse linéaire, c'est-à-dire proportionnelle à l'énergie.

Segmentation : Le tonneau est formé de deux roues côte à côte d'un poids de 57 tonnes chacune qui s'étendent sur un rayon de $2.8 < R < 4 \text{ m}$. Chaque roue contient 1024 plaques de plomb en forme d'accordéon. Les bouchons eux sont chacun composés de deux roues positionnées côte à côte, appelées roues externe et interne, d'un poids chacune de

4. Les partitions dénotées A(C) instrumentent les régions de pseudo-rapacité $\eta > 0 (< 0)$.

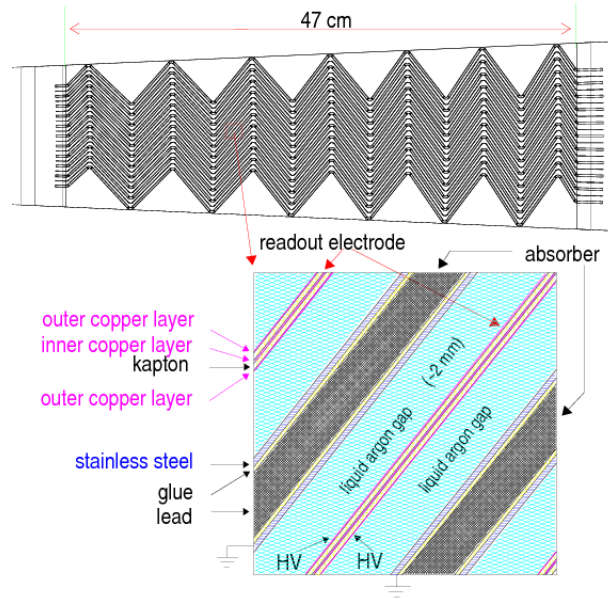


Figure 2.12 – Structure en accordéon du calorimètre dans le tonneau et vue d'une partie de celui-ci dans le plan transverse [56].

27 t. La roue externe contient 768 absorbeurs tandis que l'interne en compte 256. Dans la figure 2.13 le schéma d'une fraction du tonneau est présentée. Celui-ci et les bouchons sont segmentés suivant trois couches longitudinales (S1, S2 et S3) segmentées en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ dont la granularité varie en fonction de la position par rapport à l'axe du faisceau. On peut voir dans le tableau 2.4 les valeurs précises de la granularité du calorimètre électromagnétique.

Dans la région $|\eta| < 1.8$, le pré-échantillonneur complète le système calorimétrique. Il consiste en une couche d'argon liquide d'épaisseur radiale de 1.1 cm dans le tonneau et 0.5 cm dans les bouchons. Le pré-échantillonneur permet de corriger l'énergie perdue par les électrons et les photons avant le calorimètre électromagnétique.

Calorimètres hadroniques bouchons (HEC)

Les calorimètres hadroniques des bouchons couvrent la région $1.5 < |\eta| < 3.2$ et partagent les même cryostats que les calorimètres électromagnétiques. Ils sont composés de deux roues côte à côte pour chaque bouchon chacune étant subdivisée en 32 modules de forme trapézoïdale que l'on peut voir dans la figure 2.14. Chaque module des roues internes est composé d'une superposition de plaques de cuivre, le milieu absorbeur, épaisses de 25 mm alors que pour les roues externes 16 plaques de cuivre épaisses de 50 mm composent les modules. De la même manière que pour les calorimètres électromagnétiques, une électrode collecte les électrons issus de l'ionisation de l'argon liquide après le passage d'une particule dans le milieu actif. Chaque plaque de cuivre espacé de 8.5 mm est instrumentée d'une électronique de lecture dont la structure forme un transformateur électrostatique (EST) que l'on peut voir dans la figure 2.14. Chaque interstice d'épaisseur d'environ 1.8 mm est

Partie η Interstice [mm] Voltage [V]						
EMB pré-échantillonneur 0 – 1.52 1.9 - 2.0 +2000						
EMB 0 – 1.475 2.1 +2000						
EMEC pré-échantillonneur 1.5 – 1.8 2.0 -2000						
EMEC roue externe						
1.375 – 1.5 2.7 +2500	1.5 – 1.6 2.5 +2300	1.6 – 1.8 2.2 +2100	1.8 – 2.0 1.9 +1700	2.0 – 2.1 1.6 +1400	2.1 – 2.3 1.4 +1250	2.3 – 2.5 1.2 +1000
EMEC roue interne						
2.5 – 2.8 2.5 +2300				2.8 – 3.2 2.0 +1800		
HEC 1.5 – 3.2 8.5 +1800						
FCAL 3.1 – 4.9 0.25 - 0.375 - 0.5 +250 / +375 / +500						

Table 2.3 – Couverture, taille de l’interstice, et valeur de la haute tension appliquée pour les différents secteurs des calorimètres à argon liquide [57].

soumis à une différence de potentiel de 1800 V. Ainsi le temps de dérive des électrons est d’environ 430 ns. Le total des canaux de lecture des calorimètres hadroniques des bouchons est de 5632.

Calorimètres vers l’avant (FCAL)

Les calorimètres vers l’avant se trouvent dans le même cryostat que les EMEC et les HEC. Ils couvrent la région $3.1 < |\eta| < 4.9$ et sont composés de trois roues disposées côte à côte. Les particules produites au point d’interaction parcourent 5 m avant d’atteindre la première roue qui détecte les particules électromagnétiques, alors que les deux autres roues mesurent les dépôts d’énergie hadronique. Ces détecteurs sont très proches du faisceau

		Barrel	End-cap	
EM calorimeter				
Number of layers and $ \eta $ coverage				
Presampler	1	$ \eta < 1.52$	1	$1.5 < \eta < 1.8$
Calorimeter	3	$ \eta < 1.35$	2	$1.375 < \eta < 1.5$
	2	$1.35 < \eta < 1.475$	3	$1.5 < \eta < 2.5$
			2	$2.5 < \eta < 3.2$
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$ versus $ \eta $				
Presampler	0.025×0.1	$ \eta < 1.52$	0.025×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
Calorimeter 1st layer	$0.025/8 \times 0.1$	$ \eta < 1.40$	0.050×0.1	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.025×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.1	$1.425 < \eta < 1.5$
			$0.025/8 \times 0.1$	$1.5 < \eta < 1.8$
			$0.025/6 \times 0.1$	$1.8 < \eta < 2.0$
			$0.025/4 \times 0.1$	$2.0 < \eta < 2.4$
			0.025×0.1	$2.4 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Calorimeter 2nd layer	0.025×0.025	$ \eta < 1.40$	0.050×0.025	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.075×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.025	$1.425 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Calorimeter 3rd layer	0.050×0.025	$ \eta < 1.35$	0.050×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$
Number of readout channels				
Presampler	7808		1536 (both sides)	
Calorimeter	101760		62208 (both sides)	
LAr hadronic end-cap				
$ \eta $ coverage			$1.5 < \eta < 3.2$	
Number of layers			4	
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$			0.1×0.1	$1.5 < \eta < 2.5$
			0.2×0.2	$2.5 < \eta < 3.2$
Readout channels			5632 (both sides)	
LAr forward calorimeter				
$ \eta $ coverage			$3.1 < \eta < 4.9$	
Number of layers			3	
Granularity $\Delta x \times \Delta y$ (cm)			FCal1: 3.0×2.6	$3.15 < \eta < 4.30$
			FCal1: \sim four times finer	$3.10 < \eta < 3.15$, $4.30 < \eta < 4.83$
			FCal2: 3.3×4.2	$3.24 < \eta < 4.50$
			FCal2: \sim four times finer	$3.20 < \eta < 3.24$, $4.50 < \eta < 4.81$
			FCal3: 5.4×4.7	$3.32 < \eta < 4.60$
			FCal3: \sim four times finer	$3.29 < \eta < 3.32$, $4.60 < \eta < 4.75$
Readout channels			3524 (both sides)	

Table 2.4 – Couverture, granularité et nombre de canaux de lecture de chaque partition du calorimètre à argon liquide [6].

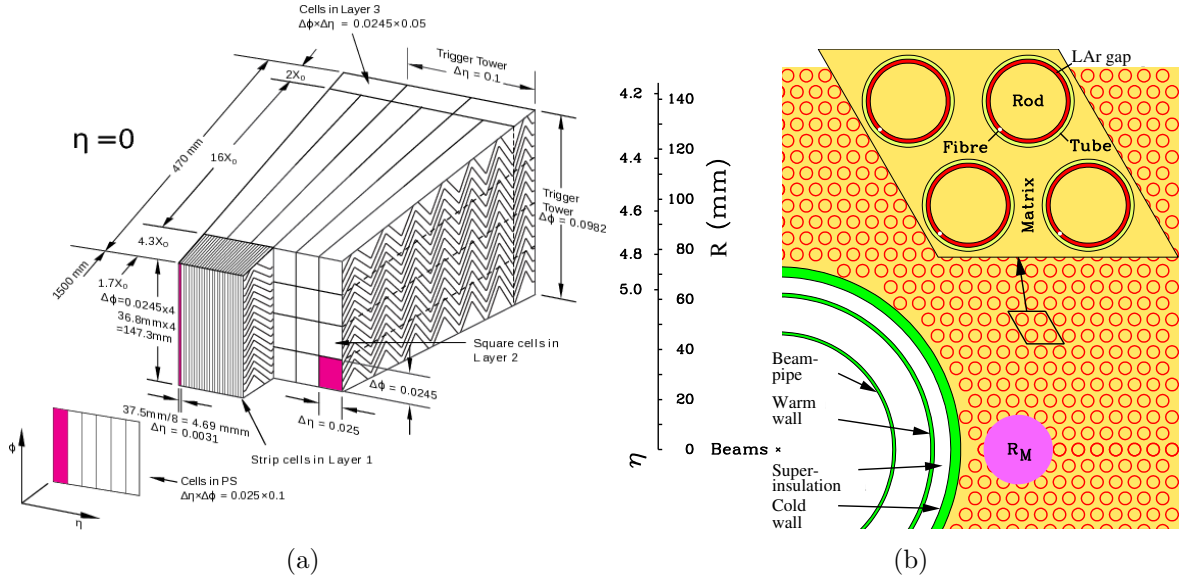


Figure 2.13 – (a) Schéma d'un module du calorimètre électromagnétique dans le tonneau. On peut voir les différentes granularités en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ pour les trois couches longitudinales. (b) Schéma de la structure des électrodes du FCAL en forme de paille. [6]

($|\eta| = 4.9 \rightarrow \theta \sim 0.9^\circ$ avec θ l'angle formé par rapport à l'axe du faisceau) et donc très exposés aux radiations provenant des collisions. Pour cette raison la technologie choisie pour ces détecteurs est différente de celle des autres détecteurs à argon liquide. Les roues des FCAL consistent en une succession de plaques de métal positionnées l'une derrière l'autre, de cuivre pour la première et de tungsten, plus dense que le cuivre, pour les deux roues hadroniques afin de maintenir et minimiser le développement de la gerbe hadronique. Comme on peut voir dans la figure 2.13 les plaques sont percées de 12260 cylindres longitudinaux dans lesquels sont insérées des électrodes en forme de tube. L'écart entre l'électrode et la paroi du cylindre forme l'interstice dans lequel se trouve l'argon liquide, de 0.25, 0.375 et 0.5 mm d'épaisseur respectivement dans les trois roues. Pour la roue électromagnétique 60 ns sont nécessaires pour que les électrons d'ionisation dérivent vers l'électronique de lecture.

Traitement du signal

Les signaux des électrodes regroupés par cellule sont acheminés vers l'électronique de lecture à l'extérieur des cryostats par des câbles passant par les passages étanches. L'électronique des calorimètres à argon liquide est réunie dans 58 chassis "amont" chacun d'entre eux composé, dans le cas du tonneau, de 28 cartes électroniques de traitement en amont (FEBs), deux cartes de calibration, deux cartes de construction de tour de déclenchement et deux cartes de contrôle des chassis amont. La fonction de chacune de ces cartes est expliquée ci-bas :

- Carte de calibration : permet l'injection d'un signal électronique connu, reproduisant celui qui serait induit par un réel dépôt électromagnétique.

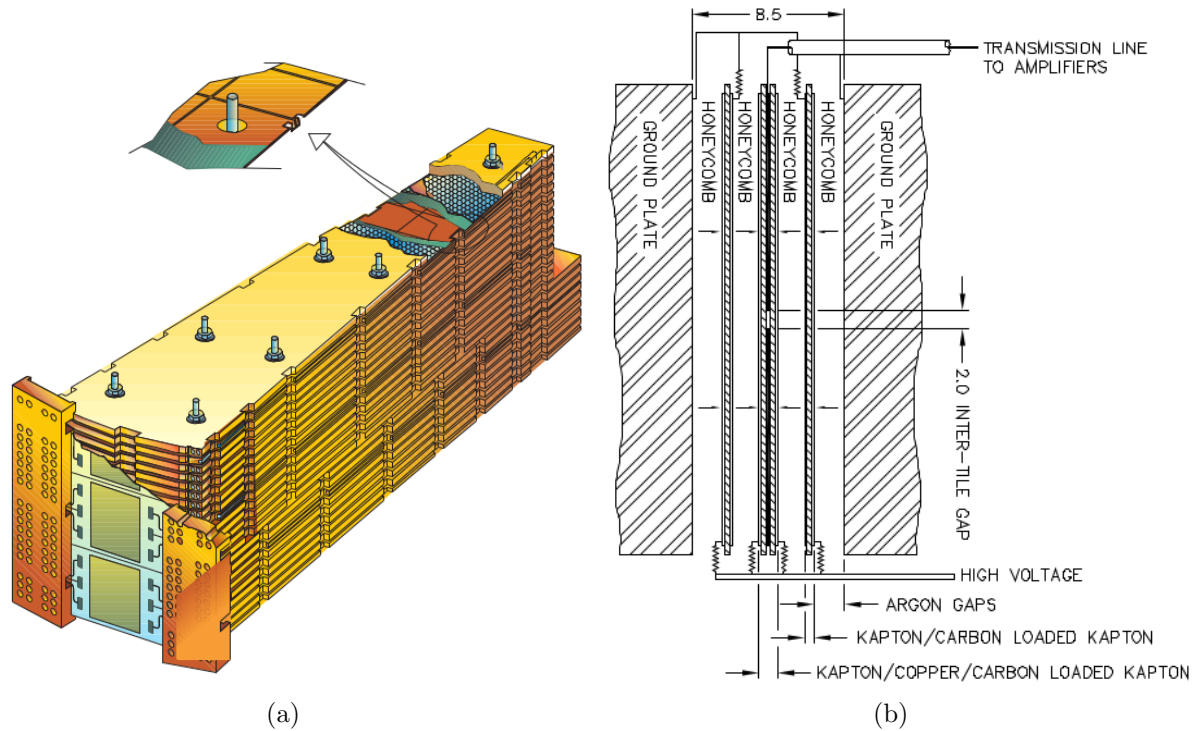


Figure 2.14 – (a) Schéma d'un module du HEC avec un zoom sur la structure électronique. (b) Schéma de la structure de l'électronique de lecture des modules HEC instrumentée entre les plaques d'absorbeur espacé de 8.5 mm. [6]

- Carte de traitement du signal ou FEBs pour *Front-End Boards* : reçoit le signal brut provenant de 128 cellules, l'amplifie, le met en forme, et le numérise.
- Carte de construction des tours de déclenchement : effectue la sommation d'énergie et transmet le signal analogique au niveau 1 du système de déclenchement (le système de déclenchement est décrit dans la section 2.4.4) où le signal est numérisé et traité.
- Carte de contrôle des chassis amont : reçoit et distribue l'horloge à une fréquence de 40 MHz et la décision du niveau 1 du système de déclenchement.
- Carte de contrôle des paramètres : contrôle et transmet la position des détecteurs par des capteurs mécaniques, la température et les impuretés de l'argon liquide.

Un total de 1524 FEBs est nécessaire à la lecture des 182468 canaux que compte l'ensemble des calorimètres LAr. Le signal brut de chaque cellule est dans un premier temps pré-amplifiée afin de le distinguer clairement du bruit électronique. Ensuite le signal est amplifié utilisant les trois gains suivants : 1, 9.9, 93. Les trois signaux amplifiés sont traités en parallèle. Cette procédure permet d'adapter le traitement du signal sur une large fenêtre en énergie allant du MeV au TeV en évitant la saturation. Après amplification, les trois signaux sont mis en forme à travers un filtre analogique bipolaire de type $CR - (RC)^2$ optimisant ainsi le ratio signal/bruit. Si l'événement passe les critères du premier niveau du système de déclenchement, le signal dont le gain est optimal est sélectionné et

numérisé par un convertisseur analogique-digital à une fréquence de 40 MHz et 5 points sont échantillonnés et transmis par transmetteur optique à l'électronique de fin de chaîne, se trouvant à 70 m du détecteur. On peut voir dans la figure 2.15 un schéma récapitulatif de la chaîne de traitement du signal et dans la figure 2.16 la courbe après mise en forme et numérisation d'un signal collecté dans la seconde couche du calorimètre électromagnétique du tonneau est présentée.

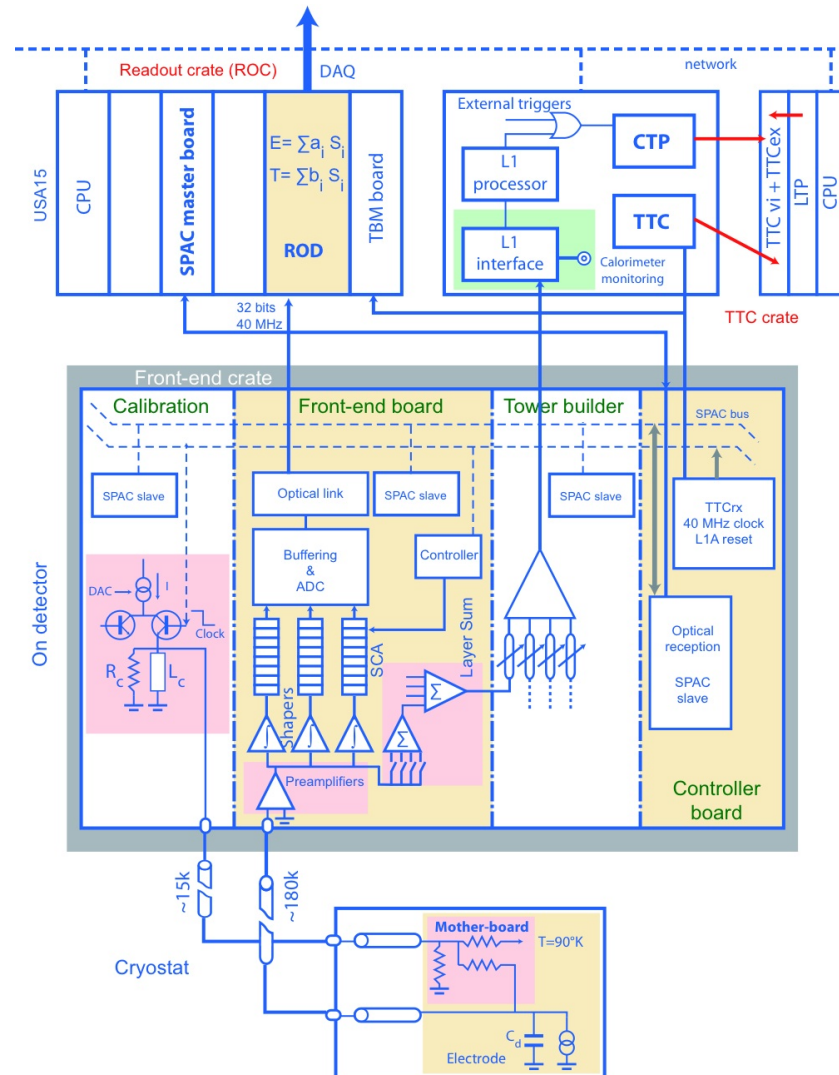


Figure 2.15 – Chaîne de traitement du signal des calorimètres électromagnétiques [6].

Reconstruction d'énergie

L'équipement central de l'électronique de fin de chaîne est composé des processeurs digitaux de signal [6] qui permettent la reconstruction des trois paramètres suivants :

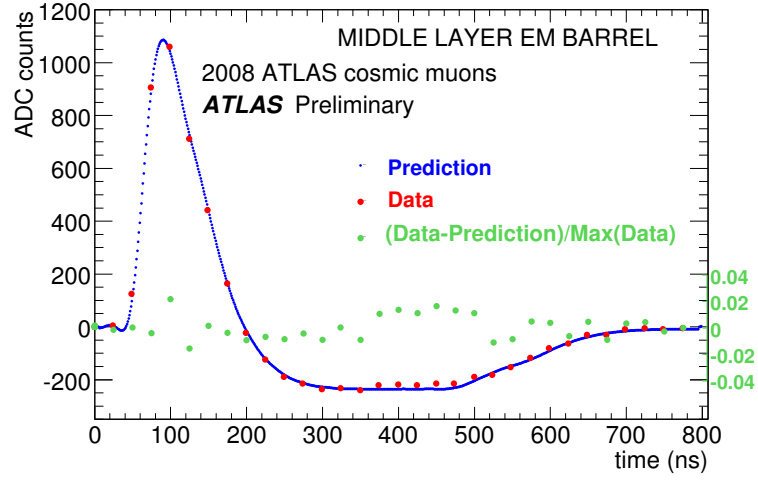


Figure 2.16 — Mise en forme et numérisation d'un signal collecté dans la seconde couche du calorimètre électromagnétique du tonneau, lors de la prise de données 2008 avec des rayons cosmiques [6].

- l'énergie de la cellule E qui est proportionnelle à l'amplitude A du signal :

$$E = \sum_{i=1}^5 a_i (s_i - ped) \quad (2.4)$$

- la position temporelle τ du maximum de la courbe du signal avant mise en forme :

$$\tau = \frac{1}{E} \sum_{i=1}^5 b_i (s_i - ped) \quad (2.5)$$

- le facteur de qualité Q qui rend compte de combien la forme du signal correspond à celle d'un signal physique attendu :

$$Q = \sum_{i=1}^5 (s_i - ped - A(g_i - \tau g'_i))^2 \quad (2.6)$$

avec s_i les valeurs des 5 échantillons enregistrés après numérisation du signal, ped le nombre de coups ADC mesurés par la cellule en absence de signal, g_i et g'_i le signal d'ionisation normalisé et sa dérivée en fonction du temps respectivement. Finalement, a_i et b_i sont des coefficients de filtres optimaux (venant du nom de la méthode utilisée pour les estimer)[6] obtenus à partir des *runs* de calibration (défini dans la section 2.4.4) des calorimètres à argon liquide.

2.4.2.2 Calorimètre à tuiles

Le calorimètre à tuiles, placé autour des calorimètres à argon liquide couvre la zone géométrique $|\eta| < 1.7$. Il est composé d'une partie centrale de 5.8 m de long dans le

tonneau et de deux extensions dans les bouchons de 2.6 m de long, toutes avec une extension radiale de $2.28 < R < 4.25$ m. Pour les mêmes raisons que pour les calorimètres hadroniques des bouchons, le choix technologique repose sur la capacité du calorimètre à arrêter la gerbe hadronique. Ceci afin de la contenir entièrement et de déterminer avec précision l'énergie des hadrons, jets, τ et l'énergie transverse manquante.

Le calorimètre à tuiles est un calorimètre à échantillonnage, composé d'une succession de tuiles en plastique scintillant comme milieu actif et de plaques d'acier comme milieu absorbeur, regroupés dans 64 modules positionnés en parcourant l'angle ϕ comme on peut voir dans la figure 2.17.

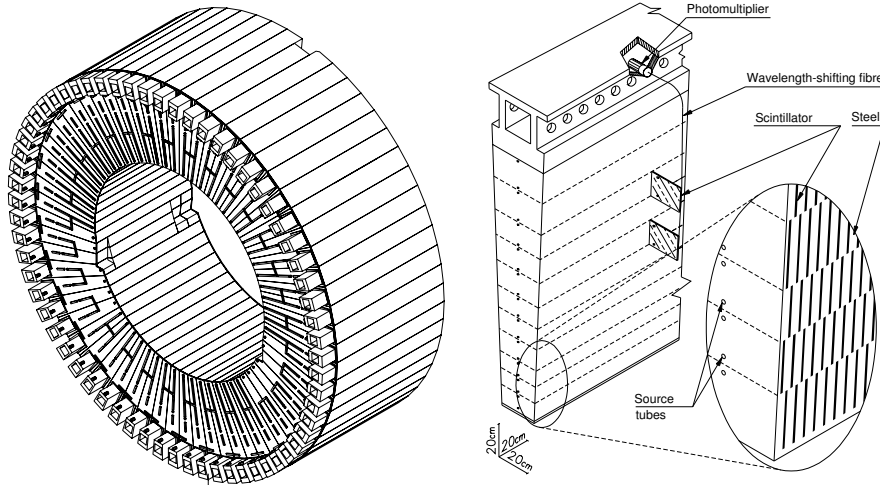


Figure 2.17 – *Modules du calorimètre hadronique à tuiles [6].*

Le passage d'une particule dans les tuiles de polystyrène induit la production de lumière dans le domaine de l'ultra-violet. La lumière produite est transportée tout en étant décalée dans le domaine du visible vers un photo-multiplicateur à travers des câbles de fibre optique. Chaque photo-multiplicateur reçoit les signaux provenant de plusieurs tuiles regroupées par cellules de différentes tailles en fonction de leur pseudo-rapacité et leur profondeur radiale. Le calorimètre à tuiles est segmenté en trois couches radiales et la dimension des cellules est définie de manière à obtenir des tours projectives de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour les deux premières couches et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ pour la dernière couche.

2.4.2.3 Performances du système calorimétrique

La résolution en énergie des calorimètres peut être paramétrée comme suit :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E_T}} \oplus \frac{b}{E_T} \oplus c \quad (2.7)$$

où a est le terme stochastique proportionnel entre l'énergie mesurée et le nombre d'électrons qui dérivent. Le second terme modélise essentiellement le bruit électronique, et est négligeable au delà du GeV. Le terme c est le terme constant représentant la non-linéarité de la réponse.

Calorimètre à argon liquide

A la fin de la prise des données en 2012, la fraction de canaux utilisables du calorimètre à argon liquide utilisables était de 99.9% [51]. Le chapitre 3 est dédié spécifiquement à la définition et au traitement des problèmes affectant la qualité des données.

La résolution d'énergie des électrons a été mesurée durant des tests en faisceau avant le démarrage du LHC. Dans le cas du calorimètre électromagnétique, la valeurs des paramètres découle $a = 10.1 \pm 0.1\%$, $b \sim 10$ MeV (et donc négligeable pour des objets d'énergie de quelque GeV) et $c = 0.17 \pm 0.04\%$ [58, 59]. Par ailleurs, des mesures à l'aide d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ sélectionnés dans les données de 2012 ont permis de mesurer la valeur du paramètre constant dans des conditions réelles de fonctionnement à 0.8% dans le tonneau et 1% dans les bouchons [60].

La calibration et la stabilité de la mesure d'énergie dans le calorimètre électromagnétique sont contrôlées en utilisant les propriétés de processus connus contenant des électrons [61]. Pour le processus $W \rightarrow e\nu$ le ratio entre l'énergie des électrons mesurée dans le calorimètre électromagnétique et l'impulsion mesurée dans le détecteur interne permet d'extraire l'échelle d'énergie. Dans les processus $Z \rightarrow e^+e^-$ le rapport entre la masse invariante reconstruite utilisant les variables calorimétriques et la masse connue du boson Z $m_{Z_{PDG}} = 91.19$ GeV [62] fournit aussi une mesure de l'échelle d'énergie. On peut voir dans la figure 2.18 l'échelle d'énergie mesurée dans les données 2011 et 2012. Celle-ci est stable à l'ordre du pour mille.

D'autre part, la mesure de l'angle polaire θ a été évaluée en test en faisceau avec une précision de 50 à 60 $mrad/\sqrt{E_T}$ [6].

Calorimètre à tuiles

A la fin de la prise de données de 2012, la fraction opérationnelle du détecteur était de 98.3 %. Les bonnes performances de l'acquisition des données du calorimètre à tuiles a été assurée avec une efficacité de 99.6% [51].

Dans les tests en faisceau de pions sur les modules isolés les paramètres de la résolution en énergie sont : $a = 56\%$ et $c = 5.5\%$. Dans le cas des faisceaux d'électrons, $a = 29\%$ et $c = 3.5\%$ [6]. La réponse du calorimètre à tuiles est caractérisée par le ratio énergie sur impulsion E/p de traces isolées [63]. On peut voir dans la figure 2.19 la distribution de E/p des traces hadroniques mesurées dans les données 2011 et dans la simulation Monte Carlo en fonction de l'impulsion, intégrées sur toute la pseudo-rapacité et ϕ de la couverture du calorimètre à tuiles. La réponse du calorimètre à tuiles est bien reproduite dans la simulation avec un bon accord global.

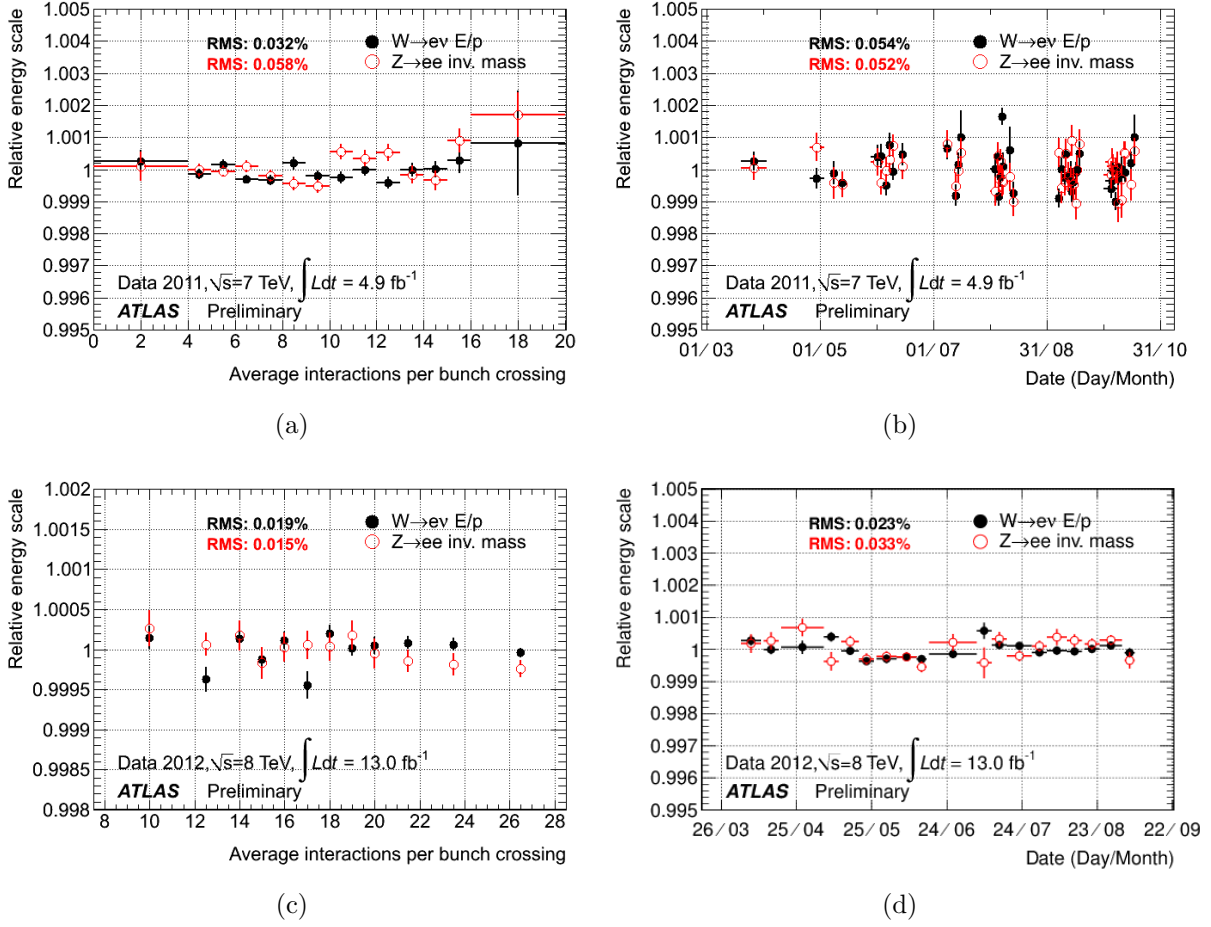


Figure 2.18 – Échelle d'énergie relative mesurée dans les événements $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow e^+e^-$ sélectionnés dans les données de 2011 (a), (b) et 2012 (c), (d) en fonction du temps du nombre moyen de vertex reconstruit (à gauche) et en fonction du temps (à droite) [61].

2.4.3 Les spectromètres à muons

Les particules électromagnétiques ou hadroniques sont arrêtées avant la couche externe du calorimètre hadronique. Les muons, étant produits à leur minimum d'ionisation, s'échappent complètement du détecteur ATLAS. Il est important de mesurer leur impulsion transverse et leur charge. Pour cela ATLAS est équipé de spectromètres à muons dont on peut voir la disposition dans la figure 2.6. Grâce au champ magnétique fourni par l'aimant toroïdal, la trajectoire des muons est courbée. Connaissant l'intensité du champ en chaque point et la trajectoire du muon grâce aux spectromètres, il est possible de déduire sa charge électrique et son impulsion avec une grande précision.

Chambres de précision

Environ 2000 chambres à muons de précision se chargent de la détection des muons dans la région $|\eta| < 2.7$. Elles sont réparties suivant trois couches concentriques au fais-

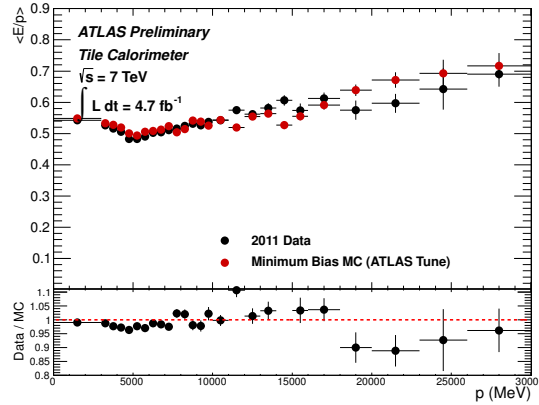


Figure 2.19 – Distribution de E/p des traces hadroniques mesurées dans les données de 2011 et dans la simulation Monte Carlo en fonction de l'impulsion, intégrées sur toute la pseudo-rapacité et ϕ de la couverture du calorimètre à tuiles [63].

ceau, dans le tonneau avec des rayons respectifs de 5, 7.5 et 10 m couvrant la région $|\eta| < 1.4$. Dans les bouchons, les chambres sont regroupées sur quatre roues positionnées perpendiculairement à l'axe z , aux distances respectives $|z| = 7.4, 10.8, 14$ et 21.5 m du point d'interaction.

Toutes les chambres de précision sont composées de tubes à dérive MDT (*monitored drifted tubes*) sauf pour la première roue de chaque bouchon. Les chambres MDT sont composées d'un assemblage de trois à huit couches de tubes à dérive permettant une résolution spatiale par chambre de $35 \mu\text{m}$. Chaque tube, d'un diamètre d'environ 30 mm, contient un gaz de Ar/CO_2 sous pression à 3 bar. Les électrons issus de l'ionisation du gaz après le passage d'un muon dérivent en 700 ns vers le fil central au tube de tungstène-retinium soumis à 3000 V. Les chambres MDT sont rectangulaires dans le tonneau et trapézoïdales dans les bouchons et couvrent une surface de 5500 m^2 .

Dans les bouchons, l'utilisation de la technologie de tubes à dérive n'est pas possible pour la première roue. La limite du taux de comptage des MDT est de $150 \text{ Hz}/\text{cm}^2$ et l'activité dans les régions vers l'avant ($2.0 < |\eta| < 2.7$) est telle que dans la première couche du bouchon sont utilisées des chambres à piste de cathode CSC, au nombre de 32 au total. Les CSC sont des chambres proportionnelles à multi-fils permettant un temps de dérive de 40 ns avec une résolution spatiale de $60 \mu\text{m}$.

Chambres de déclenchement

En plus des chambres de précision, ATLAS est muni de chambres à muons de déclenchement couvrant entièrement l'angle azimutal dans la région $|\eta| < 2.4$. Ces chambres permettent de fournir rapidement les directions (η, ϕ) des muons, au premier niveau du système de déclenchement et de faire une première estimation de l'impulsion du muon⁵.

Plus la pseudo-rapacité du muon est grande, pour une même impulsion transverse, plus l'impulsion du muon augmente. La courbure de sa trajectoire à champ magnétique

5. Le système de déclenchement d'ATLAS est détaillé dans la section 2.4.4.

constant diminue en fonction de la pseudo-rapacité, ce qui rend la mesure de p_T difficile. Afin de maintenir une résolution constante sur la mesure de p_T des muons sur toute la fenêtre en pseudo-rapacité, la granularité des chambres de déclenchement doit augmenter avec celle-ci. Pour cette raison, deux technologies différentes sont utilisées :

- Dans le tonneau $|\eta| < 1.05$: *Resistive Plate Chambers* (RPC). Ces chambres ont des très bonnes résolutions spatiale et temporelle et sont arrangées suivant trois cylindres concentriques autour du faisceau. Chaque chambre consiste en plusieurs plaques résistives séparées d'un interstice de 2 mm dans lequel règne un champ électrique de 4.9 kV / mm, permettant une avalanche d'électrons le long de la trace de la particule le traversant. Ces électrons d'ionisation sont collectés par les pistes métalliques se trouvant à l'extérieur des plaques résistives par couplage capacitif.
- Dans les bouchons $1.05 < |\eta| < 2.4$: *Thin Gap Chambers* (TGC). Ces chambres en plus de fournir une information rapide au système de déclenchement permettent une mesure de la direction ϕ , qui sera combinée à celle mesurée par les chambres MDT. Les chambres consistent en des chambres proportionnelles multi-fils avec une couche de fils anode espacés de 1.8 mm et soumis à 3000 V chacun et une plaque cathode parallèle à la couche de fils distante de 1.4 mm avec un gaz.

2.4.3.1 Les aimants toroïdaux des spectromètres à muons

Afin de courber la trajectoire des muons dans les spectromètres à muons, des aimants toroïdaux sont utilisés : un aimant central dans la région du tonneau et deux dans les bouchons. Chacun est constitué de huit bobines supra-conductrices assemblées symétriquement parcourant l'angle azimutal, comme on peut le voir dans la figure 2.6.

Dans le tonneau, les chambres à muons sont entourées du tore que forment les huit bobines dont la taille totale est de 25.3 m de long couvrant la région $9.4 \text{ m} < R < 20.1 \text{ m}$. Les câbles utilisés pour le bobinage sont composés d'aluminium stabilisateur, niobium, titane et cuivre. Un courant de 20.5 kA y circule afin de fournir un pouvoir de courbure de 1.5 à 5.5 $T \cdot m$ dans la région $|\eta| < 1.4$. Afin que le courant circule sans résistance, les câbles sont maintenus à une température de 1.9 K, grâce à 11000 litres d'hélium dans son état liquide.

Dans les bouchons, les aimants toroïdaux ont un poids de 240 t chacun et le pouvoir de courbure est d'environ 1 à 7.5 $T \cdot m$ dans la région $1.6 < |\eta| < 2.7$.

2.4.3.2 Performance des spectromètres à muons

La fraction des chambres de précision fonctionnelles à la fin de la prise des données de 2012 était de 99.7% avec une efficacité d'acquisition de 99.6% [51].

Pour atteindre les objectifs en résolution de la mesure de l'impulsion transverse des muons, la position des chambres de précision doit être connue à 30 μm près. Au démarrage, celle-ci était de 100 μm correspondant à une résolution de 25% sur l'impulsion des muons ayant une impulsion de 1 TeV. Pour les données de 2012 celle-ci a été réduite à 10-20%. Dans la figure 2.20 se trouve la résolution sur la mesure de p_T des muons en fonction de leur impulsion transverse dans les données de 2011. On observe une incertitude sur la

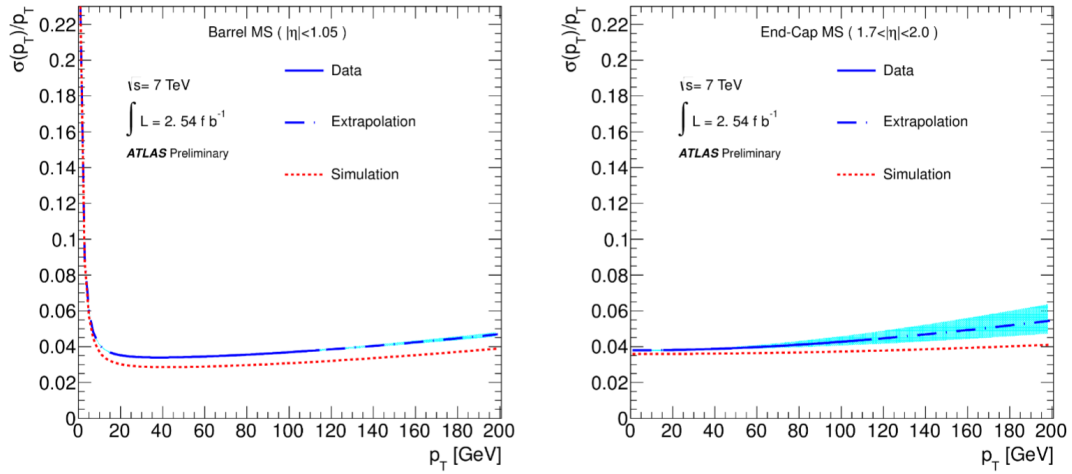


Figure 2.20 – Résolution sur la mesure de l'impulsion transverse des muons à l'aide des spectromètres à muons dans la région centrale (gauche) et la région vers l'avant (droite). Ces valeurs sont obtenues par l'étude de la masse invariante de muons reconstruits comme un candidat boson Z dans les données de 2011 [64].

mesure de l'impulsion transverse des muons de l'ordre de 4% pour des $20 < p_T < 120$ GeV. L'estimation de l'incertitude pour des impulsions transverse supérieures à 120 GeV est extrapolée et atteint $\sim 5\%$ à haute énergie.

2.4.4 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement doit sélectionner des événements intéressants en rejetant un maximum de bruit de fond, tout en maintenant des seuils en énergie bas et en conservant un taux de déclenchement raisonnable. Durant l'année 2012, le taux de collisions du LHC était de 20 millions par seconde. Seulement une fraction de ces collisions contient des événements intéressants, comme on peut le voir dans la figure 1.8 qui montre la section efficace des processus au LHC. De plus, les ressources informatiques nécessaires afin de stocker et traiter toutes les données recueillies par le détecteur ATLAS sont largement insuffisantes. Il est donc important de trier très rapidement les événements intéressants au fur et à mesure des collisions afin de l'enregistrer et de procéder à leur reconstruction. Pour cela ATLAS est muni d'un système de déclenchement comprenant trois niveaux de sélection : le niveau 1 (L1), le niveau 2 (L2) et le filtre d'événements. Les niveaux L2 et filtre d'événements composent la partie appelée haut niveau de déclenchement. On peut voir dans la figure 2.21 la structure du système de déclenchement d'ATLAS.

Niveau 1 de déclenchement (L1)

Au niveau 1, seulement les informations provenant des calorimètres et des spectromètres à muons sont utilisées. On recherche la présence de muons de haut p_T , de photons, d'électrons, de jets ou de leptons τ se désintégrant dans leur canal hadronique ou d'une

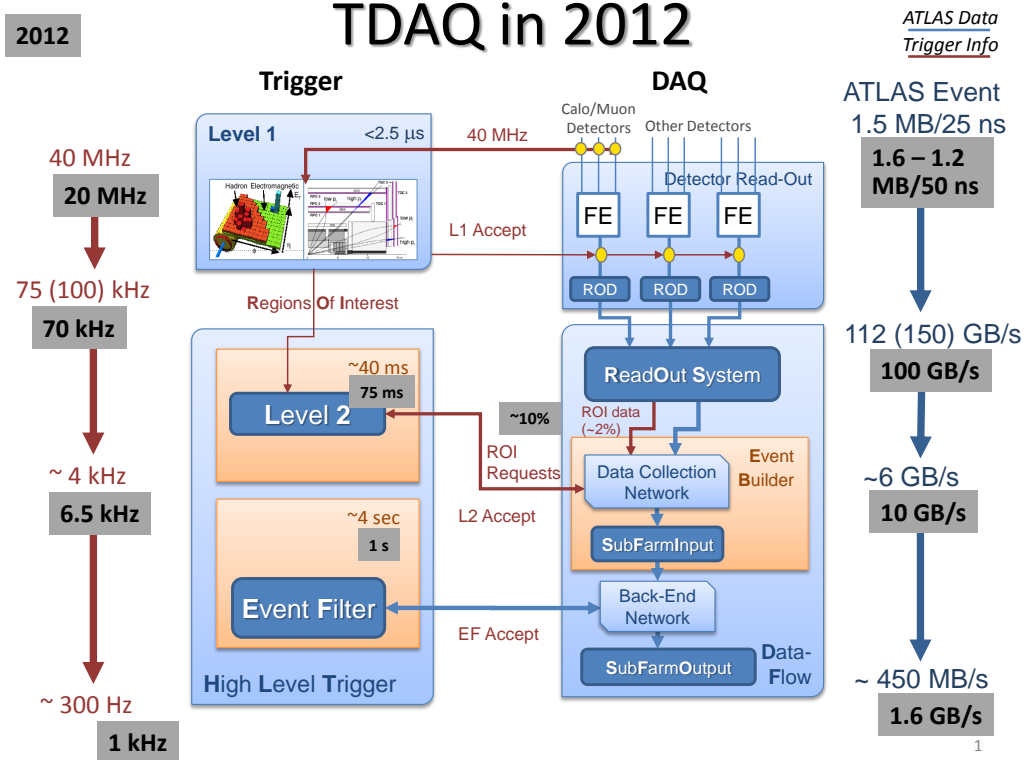


Figure 2.21 – Structure du système de déclenchement et de l’acquisition des données d’ATLAS avec les taux prévus pour le fonctionnement nominal (en rouge) et achevés en 2012 (en gris)[65].

grande quantité d’énergie transverse manquante $E_{T_{miss}}$.

Des tours de déclenchement sont définies dans les calorimètres ayant une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans lesquelles l’énergie déposée est sommée. Ensuite les tours de déclenchement sont rassemblées afin de former un signal d’énergie déposée dans les calorimètres. Si l’énergie totale de l’amas dépasse un certain seuil, la position géométrique de cet amas est enregistrée dans l’électronique des cartes de lecture afin de définir une région d’intérêt.

Dans les spectromètres à muons on recherche plusieurs signaux en cohérence spatiale dans les spectromètres de déclenchement (RPC et TGC) créés par des muons de haute impulsion provenant du point d’interaction.

Finalement, plusieurs critères sont vérifiés sur les différents objets détectés par les calorimètres et les spectromètres à muons afin de prendre une décision en moins de $2.5 \mu\text{s}$ ($L1 \text{ Accept}$). Les événements sont alors transmis au niveau 2 en enregistrant les coordonnées géométriques des régions d’intérêt détectées par le niveau 1. Durant l’année 2011, le premier niveau du système de déclenchement a permis de réduire le taux initial de collision fourni par le LHC de 20 MHz à environ 65 kHz [66] transmis ensuite au second niveau de déclenchement.

Haut niveau de déclenchement (HLT)

Alors que le niveau 1 du système de déclenchement est purement basé sur des décisions au niveau électronique (dépassement de seuil énergétique des tours de déclenchement, nombre de coups dans les spectromètres à muons) directement dans les cartes d'acquisition des sous-détecteurs, le haut niveau de déclenchement (L2 et filtre d'événements) utilise des processeurs spécialement dédiés au traitement des informations reçues par le premier niveau. Le haut niveau de déclenchement utilise la totalité de la granularité des calorimètres et des chambres à muons mais aussi les informations provenant du trajectographe interne.

Dans un premier temps, le niveau 2 se concentre seulement sur la région d'intérêt identifiée par le premier niveau qui concerne environ 2% de toutes les données collectées du détecteur ATLAS pour un événement. Dans cette région d'intérêt, toute l'information est reconstruite précisément avec des algorithmes proches des ceux utilisés hors ligne pour l'analyse de physique, ceux-ci permettent d'affiner les critères de sélection sur les objets sélectionnés.

Un menu de déclenchement est défini et implémenté dans les processeurs du HLT composé de plusieurs chaînes de déclenchement. Les différentes chaînes du menu sont dédiées aux analyses de physique mais aussi au contrôle des sous-détecteurs ou leur calibration. Chaque chaîne est composée d'une série de critères, reposant sur les seuils en énergie des objets reconstruits au niveau 2, sur la qualité des traces dans le trajectographe interne, les amas d'énergie et leur forme dans les calorimètres ou l'association d'une trace à un amas. Selon la chaîne du menu, les critères et seuils en énergie sont différents et lorsque chaque étape est vérifiée l'événement est stocké pour être transmis au filtre d'événements en diminuant le taux d'événement à environ 6.5 kHz.

En raison de la limitation du taux de données qui peuvent être enregistrées, certaines chaînes de déclenchement sont pré-échelonnées, c'est-à-dire, seule une fraction des événements qui passent les critères de la chaîne sont acceptés au niveau suivant.

Finalement, le filtre d'événements traite et reconstruit entièrement l'événement en utilisant les mêmes algorithmes utilisés hors lignes et procède à une dernière sélection précise de l'événement. La capacité de vitesse de transmission d'information maximale du système de déclenchement pour l'enregistrement des événements était de 1.6 GB/s en 2012. Pour cette raison, en plus de la limitation de l'espace de stockage, le taux maximal du système de déclenchement a été fixé à 400 Hz en 2012 avec des pics maximaux de 1kHz.

On peut voir dans la figure 2.22 le taux des niveaux de déclenchements L1, L2 et filtre d'événements durant une prise de données en 2012.

On remarque les ordres de grandeur de différence des taux d'événements sélectionnés par les différents niveaux du système de déclenchement. On peut noter que au fur et à mesure de la diminution de la luminosité instantanée, le taux des trois niveaux diminue. De plus, à trois reprises le taux d'événements acceptés au premier niveau subit une remontée. Ceci provient de l'ajustement du facteur de pré-échelonnage pour certaines des chaînes de déclenchement.

Des menus de déclenchement composés d'une centaine de chaînes permettant l'enregis-

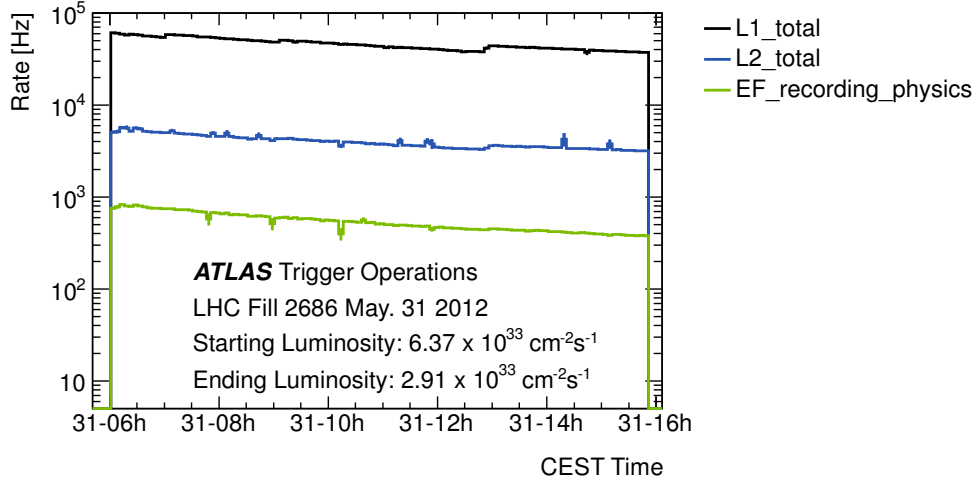


Figure 2.22 — Taux des différents niveaux de déclenchements et d’enregistrement d’ATLAS durant une prise de donnée effectuée le 31 mai 2012 durant des collisions de protons avec une luminosité instantanée initiale de $6.4 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ [67].

trement des données sont définis et sont classifiés en deux groupes. Un premier est dédié à la sélection d’événements intéressants pour les études de physique effectués dans ATLAS et est appelé *stream* de physique. Un second groupe est appelé *stream* de calibration et est spécialement dédié au contrôle du fonctionnement des détecteurs ou à leur calibration.

Dans le cadre de la recherche du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, avec $\ell = e$ ou μ on recherche des événements contenant quatre électrons, quatre muons ou deux muons et deux électrons. Dans ce cas précis, les chaînes de déclenchement doivent rechercher au moins un lepton de haute énergie ou deux leptons permettant des seuils d’énergie plus bas. Durant l’année 2012, une des chaînes de déclenchement principale utilisée dans le cadre de cette analyse est *e24vhi_medium1*. Celle-ci sélectionne les événements contenant un électron d’énergie supérieure à 24 GeV et passant les critères d’identification *medium1* [68]. De plus, un critère d’isolation et un veto hadronique sont requis pour rejeter les jets. Afin de maintenir un taux de déclenchement raisonnable pour ces chaînes de déclenchement, certains critères sur la qualité du leptons sont vérifiés durant les étapes de la chaîne de déclenchement afin d’obtenir une pureté en signal élevée dans les événements enregistrés par cette chaîne.

Les principales *streams* de physique sont les suivantes : *stream egamma* contenant des électrons et des photons, *stream muon* contenant des muons et *stream JetTauEtmiss* contenant des jets, des leptons taus ou de l’énergie transverse manquante. On peut voir dans la figure 2.23 les taux moyens de déclenchement de chacune des *streams* de physique au cours de la prise de données de 2012.

Durant les années 2011 et 2012 les menus de déclenchement ont évolué au cours de l’année en modifiant le taux de déclenchement permis par certaines chaînes ou même supprimant ou créant de nouvelles chaînes.

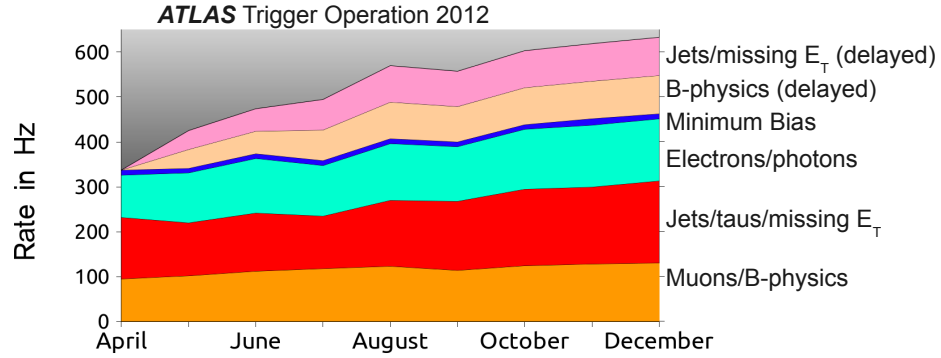


Figure 2.23 — Taux moyen d'enregistrement des différentes streams de physique dans les données 2012 [67].

2.5 De l'acquisition des données à leur analyse

2.5.1 Acquisition des données et leur organisation

L'acquisition des données par le détecteur ATLAS fournies par le LHC est contrôlée en temps réel par une équipe dans la salle de contrôle d'ATLAS, 24 heures par jour lorsque le LHC fonctionne. Ces équipes, renouvelées toutes les 8 heures, sont divisées en plusieurs sous groupes spécialisés contrôlant un sous-détecteur d'ATLAS. Chacun des sous-détecteurs doit être opérationnel afin de démarrer la prise de données. Parmi les collisions fournies par le LHC en 2011 et 2012, le détecteur ATLAS en a enregistré respectivement 93.6% et 93.1% correspondant à des luminosités intégrées de 5.1 et 21.3 fb⁻¹.

Les données collectées sont divisées en plusieurs périodes durant lesquelles les conditions des détecteurs et du LHC étaient stables. Ainsi, à l'intérieur d'une même période de données, le menu de déclenchement est resté le même. On peut voir dans le tableau 2.5 les différentes périodes et luminosités intégrées associées, de chaque période de prise de données des années 2011 et 2012, durant les collisions proton-proton utilisées pour les analyses de physique par la collaboration ATLAS.

Chaque période de données est divisée en sous-périodes de quelques heures de prise de données appelées *runs* dont la durée dépend de la durée de vie des faisceaux produits par le LHC mais aussi des performances du détecteur ATLAS. Enfin, chaque *run* est divisé en plusieurs blocs de luminosité d'environ 1 minute.

2.5.2 Contrôle de la qualité des données d'ATLAS

On peut voir dans la figure 2.24 l'organigramme du traitement des données prises par les calorimètres à argon liquide.

Le contrôle de la qualité des données d'ATLAS est effectuée en trois étapes entre l'acquisition des données et l'utilisation de celles-ci [70]. Dans chacune des étapes le contrôle

Données de l'année 2011											
Période	B	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M
Début	21/03	14/04	30/04	15/05	27/05	16/06	13/07	30/07	04/08	07/09	06/10
Fin	24/03	29/04	03/05	25/05	14/06	28/06	29/07	04/08	22/08	05/10	30/10
L_{int}	0.02	0.18	0.05	0.15	0.56	0.28	0.40	0.23	0.66	1.57	1.12

Données de l'année 2012											
Période	A	B	C	D	E	G	H	I	J	L	-
Début	04/04	01/05	01/07	24/07	23/08	26/09	13/10	26/10	02/11	30/11	-
Fin	20/04	18/06	24/07	23/08	17/09	08/10	26/10	02/11	26/11	06/12	-
L_{int}	0.85	5.30	1.54	3.38	2.66	1.31	1.55	1.07	2.73	0.89	-

Table 2.5 – Périodes de données avec leur luminosité intégrée associée L_{int} enregistrée par le détecteur ATLAS durant les années 2011 et 2012 [69].

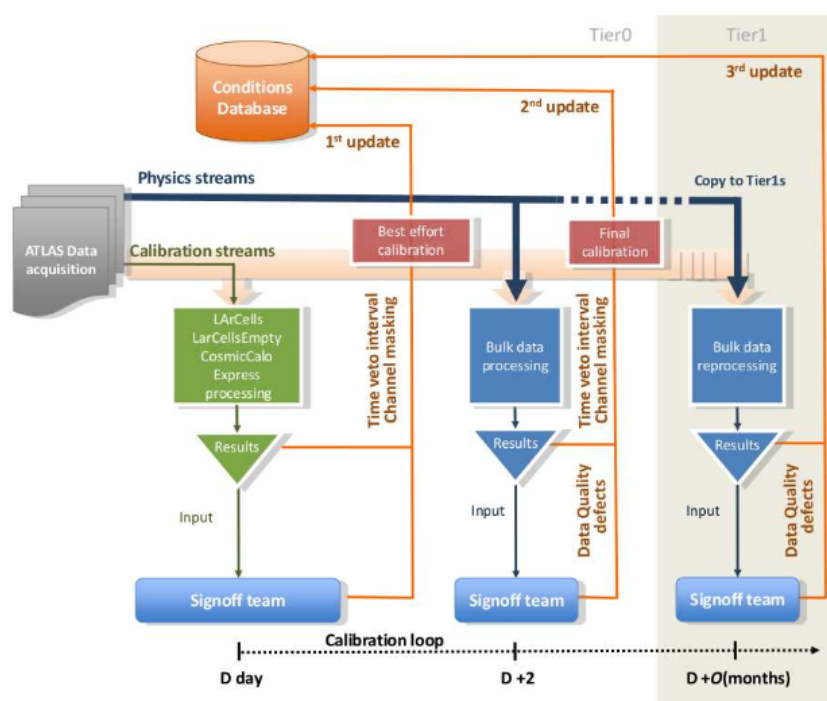


Figure 2.24 – Traitement des données d'ATLAS et organisation du contrôle de la qualité des données [70].

se fait à plusieurs niveaux : les signaux électroniques provenant des sous-détecteurs, les taux de déclenchement, les objets reconstruits utilisant des algorithmes plus ou moins proches de ceux utilisés dans la reconstruction finale.

L'équipe dans la salle de contrôle procède en temps réel au meilleur déroulement de l'acquisition des données afin de détecter et corriger les problèmes qui rendraient inutilisables les données acquises. Chaque événement est composé d'environ 90 millions de signaux électroniques provenant des canaux de lecture de chacun des sous-détecteurs d'ATLAS.

48 heures après la fin de l'acquisition d'un *run*, les événements sont reconstruits à partir des informations enregistrées en prenant en compte l'état du détecteur dont les informations de ses conditions se trouvent dans une base des données. Une seconde équipe, spécialisée dans le traitement de la qualité des données de chaque sous-détecteur, dispose ainsi de 48 heures afin de détecter et traiter les problèmes survenus durant la prise de données. Pour cela, les *streams* de calibration directement reconstruites après la fin de l'acquisition de chaque *run* sont utilisées.

Dans le cas des calorimètres électromagnétiques les *streams* de calibration utilisées sont les suivantes :

- L'*express stream* contient environ 2% des données entièrement reconstruites, déclenchées sur un ensemble de chaînes de déclenchement caractéristiques.
- La *stream CosmicCalo* contient des événements déclenchés lorsqu'il n'y a pas de collision, c'est-à-dire pendant des BCID vides.
- La *stream LArCells* contient des événements reconstruits partiellement, dans une région autour d'un dépôt d'énergie conséquent dans les calorimètres à argon liquide passant le second niveau du système de déclenchement.
- La *stream LArCellsEmpty* contient des événements qui répondent aux mêmes critères que la *stream LArCells* lorsqu'il n'y a pas de collisions de protons, c'est-à-dire pendant des BCID vides.

Chaque type de problème identifié dans chaque sous-détecteur est associé à un défaut. Ces défauts sont enregistrés dans une base de données dédiée aux conditions du détecteur et sont assignés au bloc de luminosité concerné. Ils peuvent affecter le détecteur dans sa globalité ou seulement un des sous systèmes. La mise à jour de cette base de données permet de masquer le problème le cas échéant. Un défaut est dit tolérable lorsque les événements contenus dans les blocs de luminosité affectés sont utilisables par la suite. Le chapitre 3, décrit les principaux problèmes des calorimètres à argon liquide ainsi que leur traitement.

Une fois les événements entièrement reconstruits, une dernière vérification permet de supprimer ou garder les défauts dans la base de données.

Les fractions de données utiles pour l'analyse de physique sur l'ensemble des données enregistrées en 2011 sont de 89.9% et 95.5% en 2012. Le détail de ces efficacités pour chaque sous-détecteur est présenté dans le tableau 2.6. Parmi les 5% de gain en efficacité entre 2011 et 2012, 2% sont le fruit d'un effort intense investi dans la détection des problèmes liés au calorimètre à argon liquide et à leur traitement. Dans la figure 2.25 se trouve l'évolution de la luminosité délivrée par le LHC, enregistrée par le détecteur ATLAS et de bonne qualité.

2.5.3 Reconstruction et identification des objets

Dans cette section sont décrits la reconstruction et l'identification des principaux objets utilisés dans cette thèse. On peut voir dans la figure 2.26 le schéma du principe de détection du détecteur ATLAS. Les électrons et les photons développent une gerbe électromagnétique contenue entièrement dans le calorimètre électromagnétique. Contrairement aux photons, les électrons sont chargés, ainsi leur trajectoire est courbée par le

Collisions proton–proton 2011											
Total	Décteur interne			Calorimètres		Spectromètres à muons				Aimants	
	Pixel	SCT	TRT	LAr	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC	Solenoïde	Toroïde
89.9	99.8	99.6	99.2	96.9	99.2	99.4	98.8	99.4	99.1	99.8	99.3

Collisions proton–proton 2012											
Total	Décteur interne			Calorimètres		Spectromètres à muons				Aimants	
	Pixel	SCT	TRT	LAr	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC	Solenoïdal	Toroïdal
95.5	99.9	99.1	99.8	99.1	99.6	99.6	99.8	100	99.6	99.8	99.5

Table 2.6 – Pourcentage des données de bonne qualité pour l’analyse de physique sur l’ensemble de celle enregistrées par le détecteur ATLAS pour chaque sous-détecteur pour les données 2011 et 2012 [71].

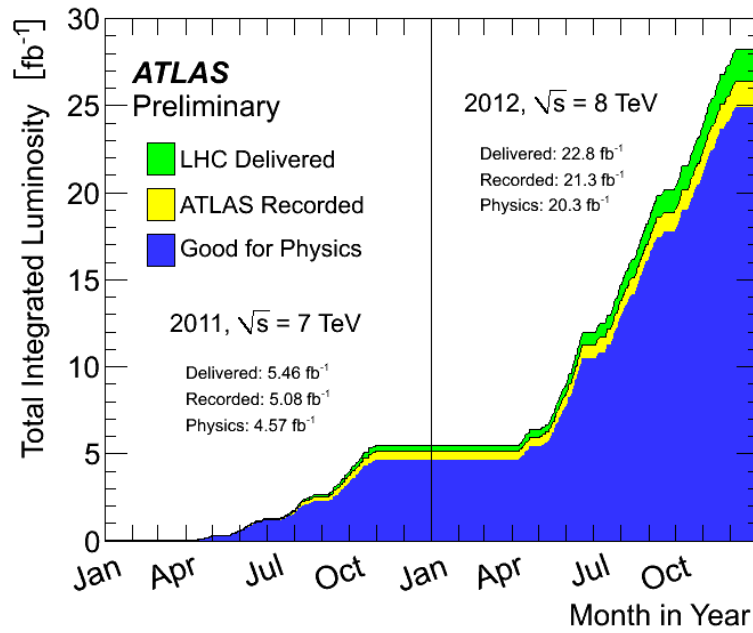


Figure 2.25 – Luminosité intégrée délivrée par le LHC, enregistrée par le détecteur ATLAS et bonne en termes de qualité des données pour l’analyse de physique durant les années 2011 et 2012 [71].

champ magnétique créé par l'aimant solénoïdal et laissent des points d'impact dans le trajectographe. La reconstruction des électrons est particulièrement détaillée dans cette section et la mesure de son efficacité fait l'objet du chapitre 4. Les muons traversent l'ensemble des sous-détecteurs et leur trajectoire est courbée dans le plan transverse et longitudinal respectivement par les aimants solénoïdal et toroïdal. Les hadrons développent une gerbe électromagnétique et hadronique et déposent leur énergie dans le système calorimétrique. Comme les électrons et les muons, les hadrons chargés laissent des points d'impact dans le détecteur interne. Les neutrinos n'interagissant pas avec le détecteur emportent leur énergie.

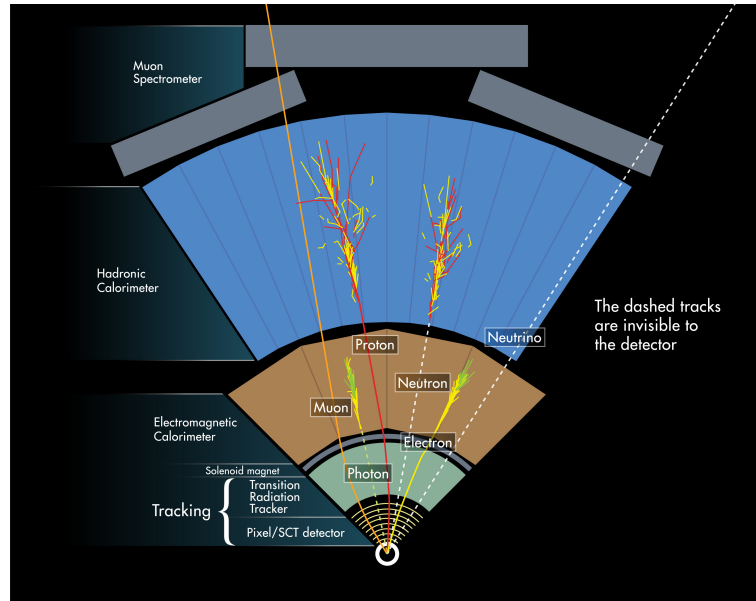


Figure 2.26 – Schéma de principe de détection du détecteur ATLAS[72].

Les traces et vertex d'interaction

La reconstruction des traces utilise un algorithme basé sur les informations du détecteur interne. Dans un premier temps trois points d'impacts dans les couches des détecteurs à pixels sont recherchés dont l'association forme un début de trajectoire. Autour de l'extrapolation de celle-ci sont recherchés d'autre points d'impacts dans le SCT et le TRT en utilisant les filtres de Kalman pour l'ajustement des points [52]. Seulement les traces reconstruites avec $p_T > 400$ MeV sont considérées.

La reconstruction des vertex d'interaction utilise la distribution de la position des traces reconstruites le long de l'axe du faisceau z_0 pondérée par leur impulsion transverse [52]. Les maxima de cette distribution définissent des régions privilégiées de la position des vertex d'interaction. Après plusieurs affinements de la méthode, les vertex d'interaction sont reconstruits et le vertex primaire est défini comme celui avec la plus haute valeur de $\sum p_T^2$ des traces.

2.5.3.1 Électrons et photons

Lorsqu'un électron traverse le détecteur ATLAS, l'ionisation est reconstruite comme des points d'impact dans les différentes couches des détecteurs à silicium puis dans le TRT contrairement au photon qui n'est pas chargé. En traversant dans le calorimètre électromagnétique les photons et électrons créent une gerbe électromagnétique en interagissant avec le milieu absorbeur de celui-ci. Ainsi, la reconstruction d'un électron consiste à associer un amas de dépôt d'énergie dans les calorimètres à une trace reconstruite dans les détecteurs internes. Si un amas n'a aucune trace associée il est attribué à un photon.

Reconstruction des amas

Pour la recherche des amas, des tours fictives sont formées avec la granularité de la seconde couche du calorimètre électromagnétique (0.025×0.025), en sommant les trois couches. Des dépôts énergétiques sont sélectionnés en utilisant la méthode de fenêtre glissante [73] de taille 3×5 dans le plan $\eta \times \phi$ dont l'énergie transverse est d'au moins 2.5 GeV. Dans le cas où une tour appartient à plusieurs amas, un algorithme de discrimination permet de l'attribuer à l'amas le plus énergétique. Une fois les amas reconstruits, des coupures sur la forme de la gerbe sont appliquées. L'efficacité de reconstruction des amas d'électrons a été mesurée dans la simulation Monte Carlo de 2012. Elle est de 95% pour des électrons de $E_T = 7$ GeV et supérieure à 99 % pour $E_T > 15$ GeV.

Association de traces aux amas

Une région d'intérêt de taille $\Delta R = 0.3$ autour des amas est définie. Dans les régions d'intérêt, les candidats de traces d'électron sont reconstruites à partir de 400 MeV. L'hypothèse de traces de pions est utilisée, en considérant une très faible perte d'énergie le long de la trajectoire. Depuis 2012, une nouvelle reconstruction de traces, appelée *Gaussian Sum Filter* (GSF), a été introduite [74], afin de prendre en compte le possible rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) subi par les électrons sur leur trajectoire en traversant la matière. Plus précisément, lors de l'extrapolation de la trace vers l'amas, les points d'impact reconstruits après l'émission du photon Bremsstrahlung, ne sont pas pris en compte. Les candidats de traces sont classifiés selon leur qualité, c'est-à-dire le nombre de points d'impact dans les détecteurs à silicium. Les traces avec au moins quatre points d'impact sont alors considérées. Elles sont ensuite extrapolées à la seconde couche (S2) de son amas associé. La trace et l'amas sont associés s'ils sont compatibles géométriquement. Dans le cas où plusieurs traces sont associées à un amas après l'extrapolation, la priorité est donnée aux traces vérifiant un certain nombre de critères de qualité [74]. Finalement, les traces sont ajustées en utilisant l'algorithme *Global χ^2 Track Fitter* [75]. Si un amas n'a pas de trace associée il est considéré comme appartenant à un photon.

Définition de l'électron et de ses paramètres

La taille des amas des photons et des électrons a été optimisée afin de prendre en compte la distribution de l'énergie déposée dans le calorimètre. Ceux des électrons sont de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ dans le tonneau et 5×5 dans les bouchons. Les paramètres

des traces sont recalculés en utilisant l'algorithme GSF [74]. Si l'ajustement échoue les valeurs précédentes des paramètres sont utilisées.

L'énergie totale de l'électron est reconstruite en sommant les composantes suivantes :

- l'énergie estimée déposée dans le pré-échantillonneur du calorimètre électromagnétique,
- l'énergie mesurée dans l'amas final,
- l'énergie estimée déposée en dehors de l'amas appartenant à l'électron (fuite latérale),
- l'énergie estimée déposée derrière l'amas appartenant à l'électron (fuite longitudinale).

Finalement le quadrivecteur de l'électron est défini en utilisant les informations de l'amas final reconstruit pour l'énergie et de la meilleure trace associée à cet amas pour la direction (η, ϕ) .

Impact des nouveaux algorithmes de reconstruction des électrons

Avant de finir leur course dans le calorimètre électromagnétique, les électrons traversent le détecteur interne. La probabilité pour chaque électron de produire un rayonnement de Bremsstrahlung, au contact de la matière du détecteur interne, augmente avec la quantité de celle-ci. On peut voir dans la figure 2.27 la distribution de la quantité de matière dans la simulation Monte Carlo, en longueurs de radiation X_0 , en fonction de η pour tous les sous-détecteurs avant le calorimètre.

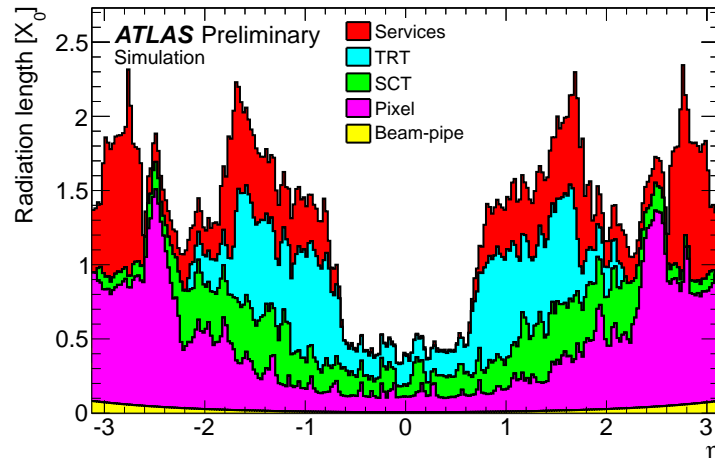


Figure 2.27 – Distribution de la quantité de matière en longueurs de radiation X_0 en fonction de η par sous-détecteur avant le calorimètre électromagnétique [74].

On peut voir dans la figure 2.28(a) montrant le rapport entre l'impulsion reconstruite et l'impulsion générée des électrons provenant de la simulation, que les régions qui souffrent le plus de rayonnement de freinage se trouvent à haut η . Ceci est corrélé avec la distribution de la quantité de matière (figure 2.27). Dans la figure 2.28(b), on observe que la dépendance en pseudo-rapacité est réduite avec l'algorithme GSF.

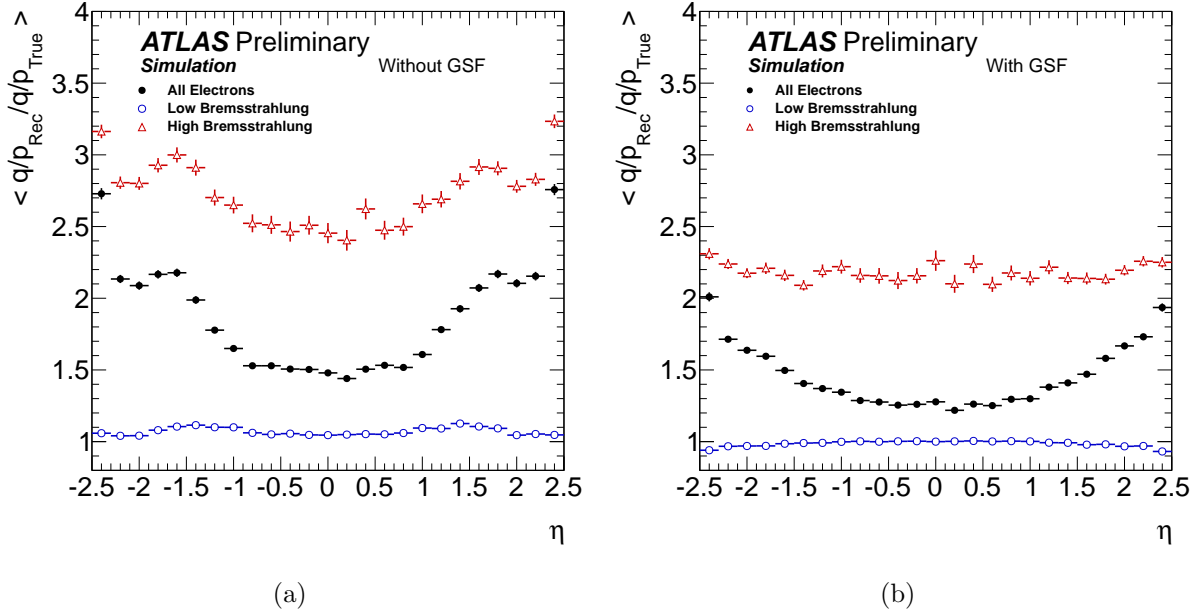


Figure 2.28 – Valeur moyenne dans la simulation Monte Carlo du rapport entre la valeur reconstruite et générée de la variable q/p avec q la charge et p l’impulsion des électrons d’énergie entre 7 et 80 GeV reconstruits suivant la méthode standard (a) et la méthode GSF (b) en fonction de η . Les distributions sont divisées entre les électrons perdant moins (marqueur ouvert circulaire) et plus (marqueur triangulaire) de 20% de leur énergie par rayonnement de freinage en traversant les détecteurs silicium et la matière environnante, avant d’atteindre le calorimètre électromagnétique [74].

L’algorithme *GSF* permet de recalculer les paramètres de traces des électrons. On peut voir dans les figures 2.29(a) et 2.29(b), l’amélioration de la résolution du paramètre d’impact d_0 et de sa signifiante d_0/σ_{d_0} , dont les définitions se trouvent dans le tableau 2.7. Ces variables sont utilisées dans l’analyse $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ afin de discriminer les électrons issus des bosons Z de ceux issus des jets de quark b . Un autre apport de la nouvelle reconstruction est la définition d’une nouvelle variable $\Delta p/p$ représentant le rapport entre l’impulsion perdue par rayonnement de freinage et l’impulsion initiale⁶.

La mesure de l’efficacité de reconstruction des électrons fait l’objet du chapitre 4.

Identification des électrons

Dans les analyses de physique, les électrons et photons reconstruits et sélectionnés doivent satisfaire un certain nombre de critères d’identification. Ceci afin de réduire la contamination en bruit de fond, essentiellement composée de jets issus de hadrons dont la production au LHC est de cinq ordres de grandeur supérieure à celle des électrons. L’identification des électrons et photons consiste en un ensemble de critères sur des variables liées à la qualité de la trace (dans les cas des électrons) ou à la forme de l’amas électromagnétique

6. Elle fait partie des critères d’identification *likelihood* utilisée dans l’analyse $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$.

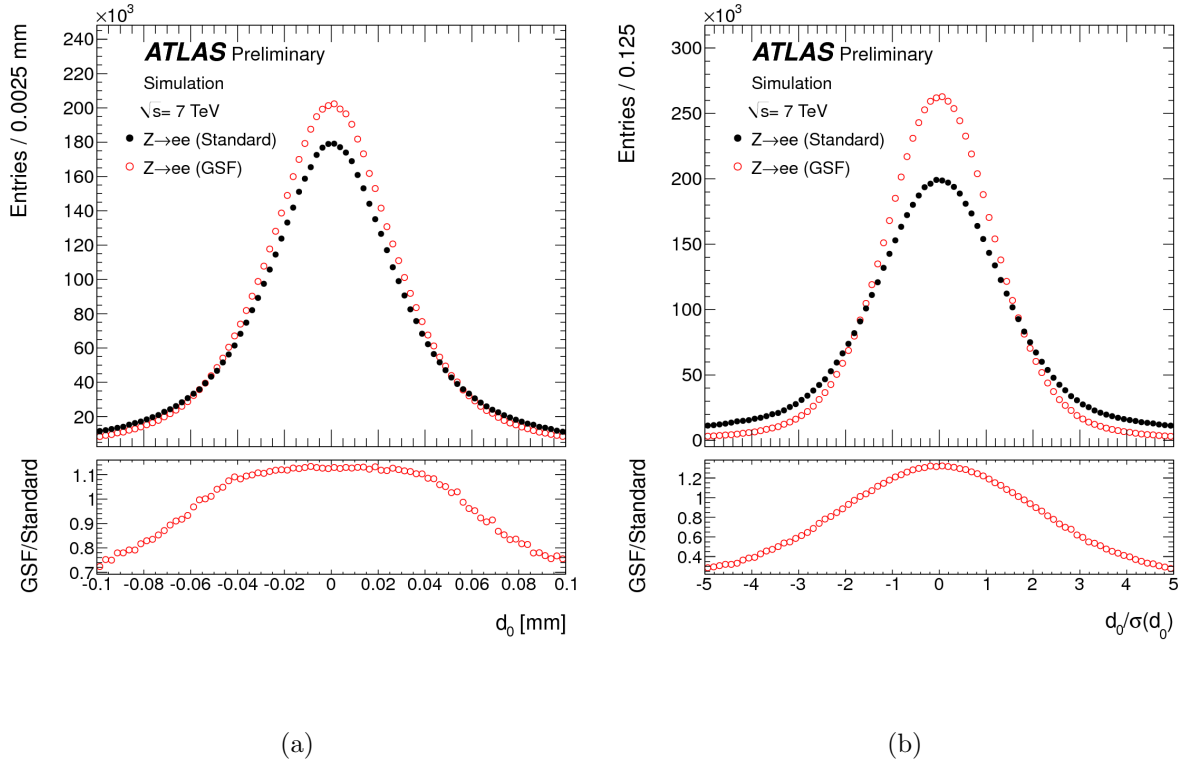


Figure 2.29 – Distribution du paramètre d'impact d_0 (a) et de la signifiante du paramètre d'impact d_0/σ_{d_0} (b) des électrons provenant de la désintégration de boson Z reconstruits avec la méthode standard de reconstruction d'électrons et la méthode GSF dans la simulation Monte Carlo [74].

déposé dans les calorimètres. On peut voir dans le tableau 2.7 la définition des différentes variables utilisées pour construire les différents critères d'identification dans le cas des électrons dans les données et la simulation de 2012.

Chacune de ces variables permet de discriminer des vrais électrons des bruits de fond, majoritairement provenant des jets. Deux méthodes d'identification sont utilisées dans ATLAS [76] :

- La première consiste à appliquer une série de coupures sur les variables discriminantes, on appelle ce type d'identification *cut-based*. Des points de fonctionnement (*Loose, Medium, Tight, Multilepton*) en fonction des coupures plus ou moins strictes sont définis.
- La seconde est basée sur une technique d'analyse multivarié permettant d'évaluer plusieurs variables simultanément dont le principe consiste à créer une fonction de vraisemblance ou *likelihood*. Les variables discriminantes sont combinées et leur corrélation permet d'avoir un plus grand pouvoir discriminant. Afin de définir différent niveau de points de fonctionnement on effectue une coupure plus ou moins stricte sur la fonction de vraisemblance en plus de celles directement appliquées sur les variables. Le critère d'identification LOOSE *likelihood* [76] est utilisé dans

Type	Description	Nom
Fuite hadronique	Rapport de E_T déposée dans l'ensemble du calorimètre hadronique (ou sa première couche pour $ \eta < 0.8$ et $ \eta > 1.37$ ⁷ et l'énergie transverse de E_T de l'amas électromagnétique	$R_{\text{Had}(1)}$
3 ^{ème} couche du calorimètre EM	Rapport de l'énergie mesurée dans la 3 ^{ème} couche du calorimètre EM sur la totalité	f_3
2 ^{nde} couche du calorimètre EM	Largeur latérale de la gerbe, $\sqrt{(\sum E_i \eta_i^2)/(\sum E_i) - ((\sum E_i \eta_i)/(\sum E_i))^2}$, où E_i est l'énergie et η_i est la pseudorapidité de la cellule i et la somme est calculée dans une fenêtre de 3×5 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$)	W_{η_2}
	Rapport de l'énergie dans une fenêtre de 3×3 par celle dans une fenêtre de 3×7 centrée sur la position de l'amas	R_ϕ
	Rapport de l'énergie dans une fenêtre de 3×7 par celle dans une fenêtre de 7×7 centrée sur la position de l'amas	R_η
1 ^{ère} couche du calorimètre EM	largeur de la gerbe, $\sqrt{(\sum E_i (i - i_{\text{max}})^2)(\sum E_i)}$, où i parcourt la fine granularité des cellules de la première couche $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.0625 \times 0.2$, correspondant typiquement à 20 cellules en η , et i_{max} est l'index de la cellule de plus haute énergie	W_{stot}
	Rapport entre la différence et la somme des énergies des cellules de la première couche ayant enregistré le signal le plus intense	E_{ratio}
	Rapport de l'énergie déposée dans la première couche par l'énergie totale	f_1
Qualité de trace	Nombre de points d'impact dans la première couche de détecteur à pixels (b-layer discriminante contre les photons de conversions)	n_{Blayer}
	Nombre de points d'impact dans le détecteur à pixels	n_{Pixel}
	Nombre de points d'impact dans le détecteur à pixels + le SCT	n_{S_i}
	Paramètre d'impact transverse	d_0
	Significane du paramètre d'impact défini comme le rapport de d_0 et son incertitude	σ_{d_0}
	Impulsion perdue par la trace entre le périgée et le dernier point de mesure dans le détecteur interne divisé par l'impulsion initiale	$\Delta p/p$
TRT	Nombre total de points d'impact dans le TRT	n_{TRT}
	Rapport du nombre de points d'impact haut seuil par le nombre total dans le TRT	F_{HT} (rTRT)
Trace-amas	$\Delta\eta$ entre la position dans la 1 ^{ère} couche du EM de l'amas et la trace extrapolée	$\Delta\eta_1$
matching	$\Delta\phi$ entre la position dans la 2 ^{ème} couche du EM de l'amas et la trace extrapolée	$\Delta\phi_2$
	Défini comme $\Delta\phi_2$, mais l'impulsion de la trace est corrigée par l'énergie de l'amas avant l'extrapolation de la trace à la seconde couche du EM	$\Delta\phi_{\text{Res}}$
	Rapport de l'énergie de l'amas par l'impulsion de la trace	E/p
Conversions	Véto des candidats électrons associés à un photon converti reconstruit	lisConv

Table 2.7 – Définition des variables discriminantes utilisées pour construire les critères d'identification des électrons. [68]

l'analyse du boson de Higgs dans les canaux $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$, décrite dans le chapitre 5, afin d'identifier les électrons pour les données de 2012.

Parmi les différentes techniques d'analyse multivariées existantes, la maximisation de rapport des fonctions de vraisemblances est utilisée afin de définir l'identification de l'électron, grâce à sa simplicité de construction. La majorité des variables impliquées dans le critère d'identification *Multilepton* sont utilisées pour la construction de la variable discriminante *likelihood*, à l'exception des critères de qualité de trace qui restent sur la base de coupures directement appliquées sur la variable. Les fonctions de densité de probabilité (PDFs) des variables discriminantes du bruit de fond et du signal sont utilisées permettant de calculer la probabilité d'un objet reconstruit d'être du signal ou du bruit de fond. Ces probabilités sont combinées dans une variable discriminante $d_{\mathcal{L}}$ sur laquelle une coupure est appliquée [76] :

$$d_{\mathcal{L}}(\vec{x}) = \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_S + \mathcal{L}_B}, \quad \mathcal{L}_S(\vec{x}) = \prod_{i=1}^n P_{s,i}(x_i)$$

avec \vec{x} le vecteur des variables discriminantes et $P_{s,i}(x_i)$ la probabilité de signal de la $i^{\text{ème}}$ variable évalué à la valeur x_i . Dans le cas du critère d'identification LOOSE *likelihood* la coupure appliquée à la variable $d_{\mathcal{L}}$ a été déterminée de manière à obtenir la même efficacité de sélection du signal que celle du critère *multilepton* avec une meilleure discrimination du bruit de fond composé de jets légers et de photons de conversion, qui est divisé par un facteur deux.

On peut voir dans la figure 2.30 l'efficacité d'identification des électrons passant le critère LOOSE *likelihood* (carrés rouges) en fonction de la pseudo-rapacité η , p_T de l'électron et du nombre de vertex primaires reconstruits dans l'événement. On remarque une dégradation des efficacités lorsque l'énergie transverse diminue et lorsque le nombre de vertex primaires augmente. Les efficacités sont stables en fonction de la pseudo-rapacité dans une fenêtre de 5%.

Ces distributions sont également extraites pour la simulation Monte Carlo et comparées aux données. On remarque une différence entre les données et la simulation inférieure à 5% pour l'identification LOOSE *likelihood*.

2.5.3.2 Les muons

Les muons sont créés à leur minimum d'ionisation ce qui fait qu'ils s'échappent du détecteur ATLAS. Ils sont chargés et donc créent des points d'impact dans le trajectographe et les chambres à muons. Quatre différents algorithmes complémentaires sont utilisés pour la reconstruction des muons [77] :

- *Combined* ou *CB* reconstruit des muons dont la trajectoire mesurée dans les spectromètres à muons est combinée avec une mesure dans le détecteur interne.
- *Segmented-tagged* ou *ST* reconstruit des muons à partir de traces dans le détecteur interne pouvant être associées à des segments de traces mesurées dans les spectromètres à muons.
- *Standalone* reconstruit des muons sur la seule base des informations récoltés dans les spectromètres à muons dans la région $|\eta| < 2.7$. Cette reconstruction permet d'élargir l'acceptance des muons collectés.

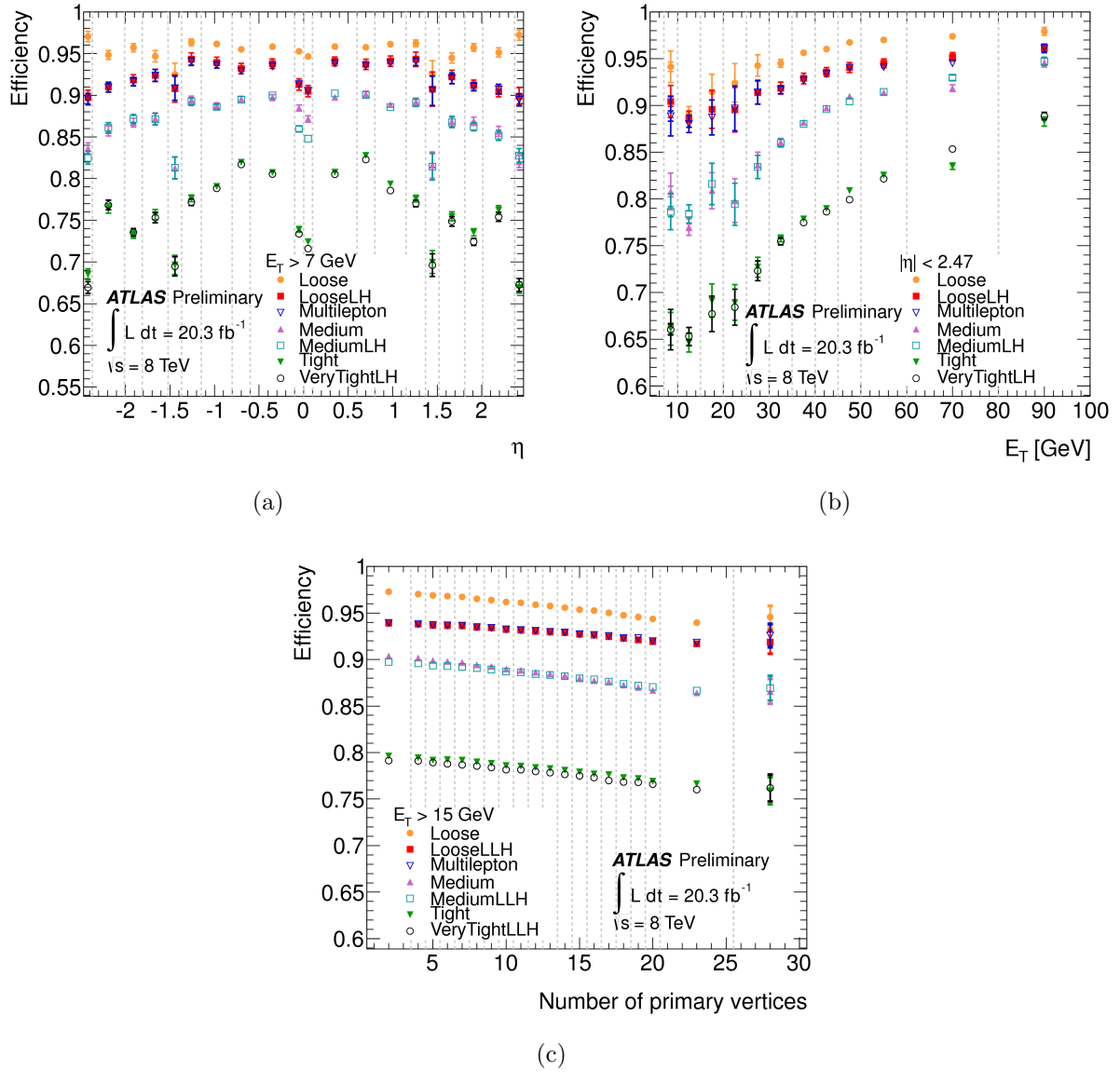


Figure 2.30 – Efficacité d'identification mesurées dans les données de 2012 pour plusieurs critères d'identification cut-based and likelihood en fonction de η (a), E_T (b) et du nombre de vertex primaires reconstruits (c). Les barres d'erreurs sont statistiques pour la barre interne et statistiques + systématiques pour la barre extérieure [76].

- *Calorimeter tagged* reconstruit des muons à partir d'une trace dans le détecteur interne et un dépôt d'énergie dans le calorimètre correspondant au passage d'une particule au minimum d'ionisation. Ce dernier algorithme permet de reconstruire les muons dans la zone $|\eta| < 0.1$ non instrumentée par les chambres à muons.

De plus, des conditions sur la qualité des traces des muons dans le détecteur interne et les spectromètres à muons, définies dans le tableau 2.8, sont exigées. Afin de rejeter les muons provenant des rayons cosmiques, le paramètre d'impact d_0 , défini comme la

distance dans le plan transverse entre la trace du muon et le vertex primaire, doit satisfaire la condition suivante : $|d_0| < 1$ mm. Pour s'assurer que la trace du muon provient effectivement du vertex primaire, la distance entre la trace du muon et le vertex primaire projetée sur l'axe du faisceau doit vérifier $|z_0| < 10$ mm.

Critères d'identification	
Détecteur à pixels	No. de point d'impact dans les pixels + No. de pixels traversés inactif > 0
	No. de point d'impact dans le SCT + No. de micropistes traversés inactif SCT > 4
	No. of Pixel holes + No. of SCT holes < 3
TRT : $0.1 < \eta \leq 1.9$	Hits + Outliers > 5 & $\frac{\text{Outliers}}{\text{Hits}+\text{outliers}} < 0.9$

Table 2.8 – Critères sur la qualité des traces des muons [78].

L'efficacité de reconstruction des muons [77] est mesurée pour chaque type séparément en utilisant la méthode *Tag and Probe* sur des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Dans la figure 2.31 se trouvent les résultats de la mesure des efficacités de reconstruction des muons et les critères de qualité sur les traces dans les données de 2012 et la simulation.

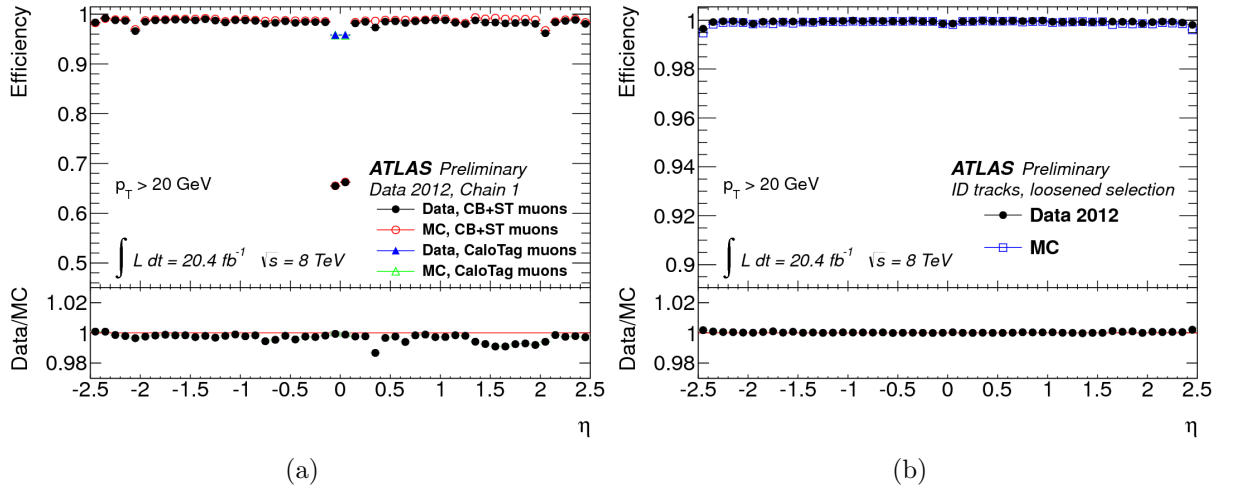


Figure 2.31 – Efficacités de reconstruction par type de muons (a) et efficacité combinées de reconstruction et des critères de qualité de traces (b) de l'ensemble des muons reconstruits dans les données de 2012 et dans la simulation Monte Carlo [77].

2.6 Corrections génériques

Les simulations Monte Carlo (MC) du signal et des différents bruits de fond sont produits suivant la même procédure. Les événements des processus sont générés avec un certain niveau de précision théorique (corrections radiatives de QCD ou électrofaible). Ensuite plusieurs outils sont interfacés afin de modéliser les phénomènes qui suivent la propagation des objets tels que l'hadronisation ou le développement de gerbes de partons

(*parton showering*). La réponse du détecteur ATLAS pour chaque événement généré est simulée avec GEANT4 [79] qui contient la description de la géométrie de chaque sous-détecteur. Finalement la reconstruction des événements des simulations Monte Carlo et des données utilise les mêmes algorithmes.

2.6.1 Échelle d'énergie et impulsion des leptons

La mesure de l'énergie des électrons et des muons est très importante pour la mesure de la masse du boson de Higgs.

Afin d'optimiser la résolution de l'énergie des électrons dans ATLAS, la procédure de calibration utilise des techniques multivariées dont les détails se trouvent dans cette référence [80]. De plus, une calibration *in situ* utilise des événements $Z \rightarrow ee$ et les événements $J/\psi \rightarrow ee$ pour valider la mesure. En plus, l'énergie est corrigée des effets d'instrumentation subis par la particule grâce à une connaissance précise de la géométrie des détecteurs. L'énergie de chaque électron est recalculée hors ligne dans les données et dans la simulation Monte Carlo. Des facteurs de corrections sont appliqués en fonction de l'énergie et de la position de l'électron dans le calorimètre électromagnétique. L'erreur systématique totale associée à la mesure d'énergie des électrons est de 0.05% due à l'échelle d'énergie. On peut voir dans la figure 2.32 la différence relative d'échelle d'énergie, $\Delta Scale$, en fonction de l'énergie transverse des électrons.

Pour les muons la stratégie est différente et consiste à pondérer l'impulsion transverse des muons dans la simulation Monte Carlo afin d'obtenir la même valeur centrale et la même résolution que la distribution de l'impulsion transverse dans les données. Les facteurs de corrections sont mesurés suivant la méthode décrite dans cette référence [77]. On peut voir dans la figure 2.33 l'effet de la correction dans la simulation. On peut voir dans la figure 2.32 le ratio entre la masse mesurée dans les données et dans la simulation Monte Carlo des résonances des bosons Z , Υ et J/ψ . L'erreur systématique due à l'échelle d'impulsion des muons est de 0.04% dans le tonneau et atteint 0.2% dans les bouchons.

2.6.2 Corrections appliquées sur la simulation

Lors de la génération des événements, la distribution du pile-up dans la simulation Monte Carlo ne reproduit pas celui dans les données comme on peut le voir dans la figure 2.34 des distributions du nombre de vertex primaires dans la période A des données 2012 et la simulation Monte Carlo. Les événements simulés doivent donc être corrigés en pondérant chaque événement simulé.

De même, la distribution de la position longitudinale des vertex d'interactions dans la simulation Monte Carlo doit être corrigée afin de reproduire celle observée dans les données.

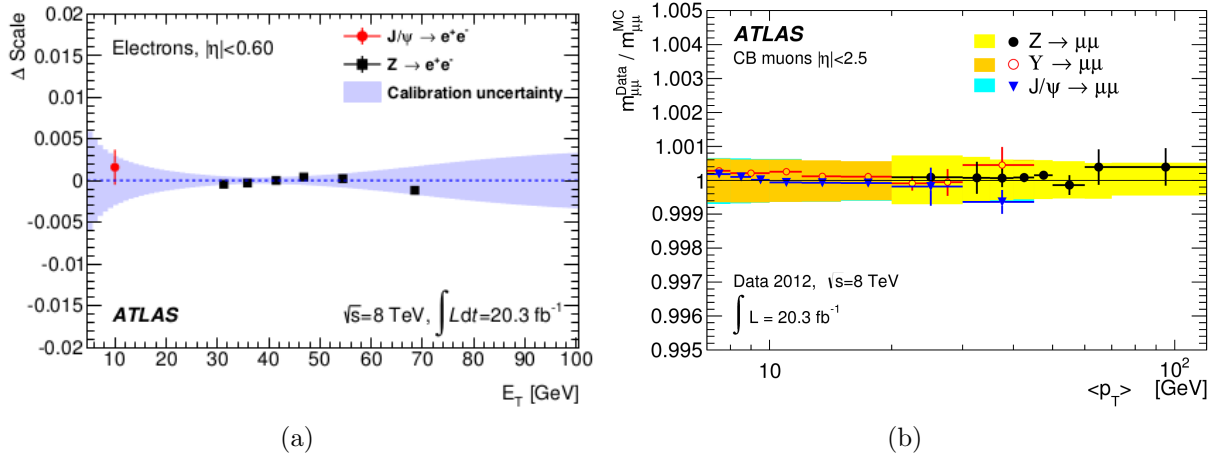


Figure 2.32 – (a) Différence relative d'échelle d'énergie, ΔScale , entre l'échelle d'énergie mesurée et l'échelle d'énergie nominale, en fonction de E_T avec les événements $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ et $Z \rightarrow e^+e^-$ pour les électrons provenant de la région $|\eta| < 0.6$ (b). Ratio de la masse reconstruite des deux muons pour les données 2012 et la simulation Monte Carlo après correction pour les événements J/ψ , Z et Υ [81].

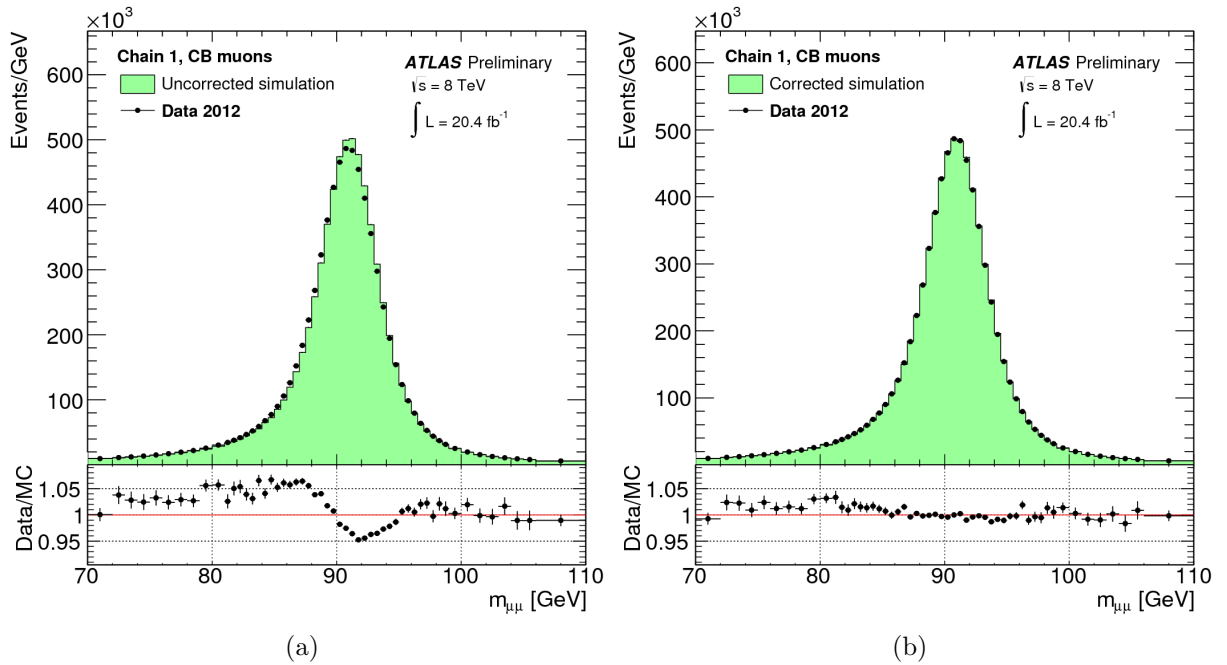


Figure 2.33 – Masse invariante de deux muons après reconstruction d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$ dans les données 2012 et la simulation Monte Carlo avant (a) et après correction (b) sur l'échelle d'énergie [77].

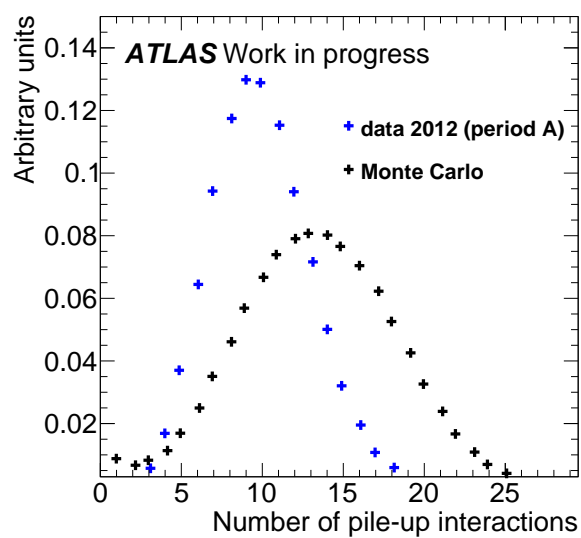


Figure 2.34 – *Distributions du nombre de vertex primaires dans les données et dans les Monte Carlo pour une partie des données de 2012.*

Chapitre 3

Étude des effets des variations de la haute tension dans les calorimètres à argon liquide

Contenu du chapitre

3.1	Introduction	95
3.2	Définition et traitement des problèmes liés aux calorimètres à argon liquide	95
3.2.1	Bruit cohérent de cellules	96
3.2.2	Canaux bruyants isolés	98
3.2.3	Couverture géométrique et données corrompues	100
3.2.4	Court circuit de lignes haute tension	101
3.2.4.1	Distribution de la haute tension	101
3.2.4.2	Les phases de la haute tension	102
3.2.4.3	Qualité des données	105
3.3	Étude de l'effet des variations de la haute tension sur la qualité des données	106
3.3.1	Motivations de l'étude	106
3.3.2	Étude des runs spéciaux	107
3.3.2.1	Configuration des runs spéciaux	107
3.3.2.2	Sélection des données	107
3.3.2.3	Sélection des objets	108
3.3.2.4	Stratégie de l'analyse et résultats	109
3.3.3	Étude de l'ensemble des données 2011	115
3.3.3.1	Étude des données en dehors des périodes de collision	115
3.3.3.2	Étude des données durant collision	117
3.3.3.3	Contrôle de la reconstruction de l'énergie transverse manquante	119
3.3.4	Étude HV Trip des nouveaux modules haute tension	121

3.3.5 Conclusion	123
3.4 Résumé des performances des calorimètres à argon liquide .	124

3.1 Introduction

Les calorimètres à argon liquide tiennent une place importante dans le détecteur ATLAS, puisqu'ils permettent de mesurer la composante d'énergie électromagnétique de divers objets, tels que les photons, les électrons, les jets ainsi que l'énergie transverse manquante qui signe la présence de neutrinos, contenus dans plusieurs états finaux de processus recherchés et étudiés au LHC. Les procédures de détection, de contrôle et du traitement des problèmes liées à ce système ont été améliorées tout au long de la prise des données. L'organisation générale du contrôle de la qualité des données enregistrées par le détecteur ATLAS est expliquée dans la section 2.5.2.

La section 3.2 de ce chapitre se concentre sur les procédures de contrôle et de traitement des problèmes liés aux calorimètres à argon liquide affectant la qualité des données. Durant ma thèse j'ai particulièrement été impliquée dans la vérification du bon déroulement de la prise de données par les calorimètres à argon liquide en contrôlant leur système à partir de la salle de contrôle d'ATLAS, durant plusieurs semaines en 2011 et 2012. Aussi j'ai assuré le contrôle de la qualité des données des calorimètres à argon liquide plusieurs mois en 2011 et 2012. De plus, j'ai mené une étude présentée dans la section 3.3 sur les effets de la variation de la haute tension dans les calorimètres à argon liquide et leur impact sur les données. Les performances des calorimètres à argon liquide pour les années 2011 et 2012 sont présentées dans la section 3.4.

3.2 Définition et traitement des problèmes liés aux calorimètres à argon liquide

Afin de couvrir l'ensemble des problèmes rencontrés par les calorimètres à argon liquide durant la prise de données 2011 et 2012, environ 150 types de défauts [70] ont été définis¹. Ceux-ci peuvent concerner l'ensemble ou une seule des parties des calorimètres LAr. Dans le cas où le défaut est intolérable les données affectées doivent être rejetées.

Si le problème affecte seulement une petite partie des événements du bloc de luminosité et s'il est détecté à temps, c'est-à-dire durant les 48 heures qui suivent le *run*, la base de données des conditions est mise à jour en précisant la localisation temporelle du problème. Ainsi, lors de la reconstruction des événements, une variable informe sur l'état des calorimètres à argon liquide pour tous les événements se trouvant dans une fenêtre de veto temporel. Dans l'analyse hors ligne, cette variable doit être utilisée afin de rejeter des événements problématiques.

Dans le cas où un problème n'est pas répertorié à temps, la procédure de veto temporel n'est pas applicable. Tous les événements contenus dans le bloc de luminosité affecté par le défaut sont alors rejetés.

Les principaux défauts pouvant affecter les calorimètres à argon liquide sont :

- Les bruits cohérents de cellules.
- Les canaux bruyants isolés.

1. voir section 2.5.2 pour la définition de défaut.

- Couverture géométrique.
- Données corrompues.
- Les courts circuit des lignes de haute tension.

La procédure suivie pour les corriger ou minimiser leur impact sur la perte des données est présentée par la suite.

3.2.1 Bruit cohérent de cellules

Depuis l'augmentation de la luminosité instantanée au LHC au delà de $10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, des bouffées de bruits cohérents de cellules pouvant atteindre des énergies de l'ordre du TeV, appelées *noise bursts* sont observées dans les calorimètres LAr. Elles sont localisées dans une ou plusieurs parties se trouvant dans le même cryostat pendant un temps très court.

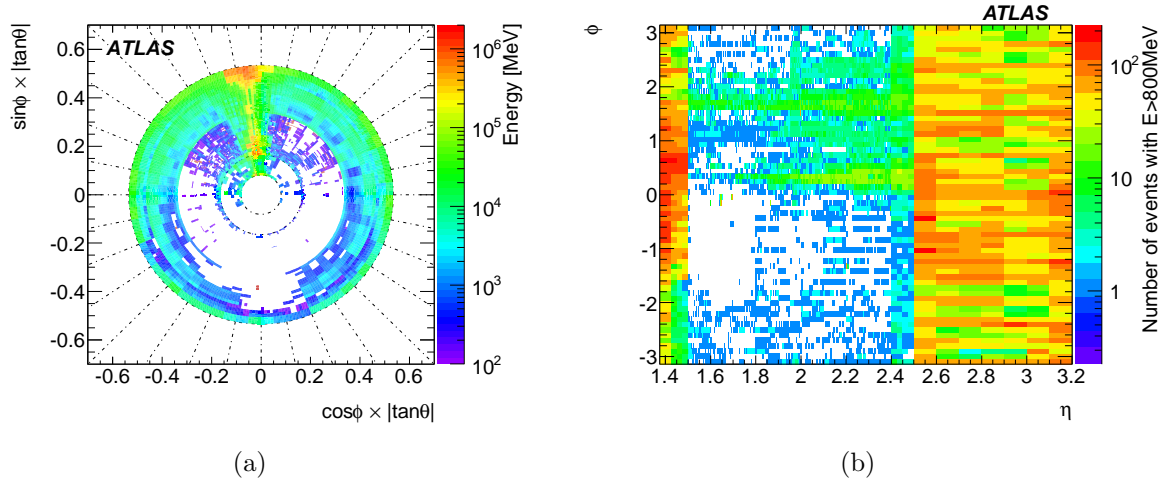


Figure 3.1 – Deux *noises bursts* observés dans le EMECA produit durant un run de 226 pb^{-1} de données accumulées durant 18 heures de collisions dans la stream *CosmicCalo*. Distribution de l'énergie des couches 3 et 4 sommée pour un même η et partiellement sommée sur l'angle azimutal (a). Distribution 2D en $\eta \times \phi$ du nombre d'événements par cellule avec $E > 800 \text{ MeV}$ dans la première couche du EMECA (b) [70].

Les *noises bursts*, souvent confinés dans les EMEC, sont probablement dûs au rayonnement entre les câbles de haute tension dans les cryostats où ceux-ci ne sont pas blindés [70]. On peut voir dans la figure 3.1 la manifestation de deux *noises bursts* dans deux projections du calorimètre électromagnétique.

Afin d'estimer la quantité de *noise bursts* on utilise la distribution $Y_{3\sigma}$ des événements de la stream *CosmicCalo*. Cette variable est définie pour chaque partie du calorimètre à argon liquide et pour chaque événement comme la fraction de canaux avec un signal supérieur à trois fois son bruit électronique. Pour un bruit gaussien décorrélé, 0.13% des événements ont une énergie supérieure à 3σ . Les événements de type *noise burst* présentent une queue de distribution importante de cette variable, comme on peut le voir dans la figure 3.2.

Un algorithme, appelé *standard flag*, qui requiert au moins 6 FEBs contenant plus de 30 canaux avec $Q > 4000$, permet d'étiqueter des événements de type *noise burst*. En effet, le facteur de qualité, calculé pour chaque cellule, quantifie la compatibilité du signal mesuré avec celui qui serait produit à l'issue de l'ionisation de l'argon liquide après le passage d'une particule. Plus le facteur de qualité est grand, plus la forme du signal collecté est différent de celui attendu.

Le phénomène du *noise burst* est caractérisé par une bouffée de bruit cohérent de cellules dont l'intensité est maximale à un instant t_0 et se dilue dans le temps. Le temps caractéristique a été estimé en utilisant la variable $Y_{3\sigma}$ et en étiquetant les événements par la méthode *standard flag* à quelques centaines de nanosecondes. Cette durée caractéristique étant largement inférieure à celle d'un bloc de luminosité (~ 1 min), un veto temporel est appliquée sur une fenêtre d'environ 200 ms autour de t_0 . On peut voir dans la figure 3.2 la distribution $Y_{3\sigma}$ après l'application des méthodes *standard flag* et de veto temporel. On remarque que l'efficacité de rejeter les événements dont $Y_{3\sigma} > 1\%$ de la méthode *standard flag* est de 90% contre 96% pour la procédure de veto temporel.

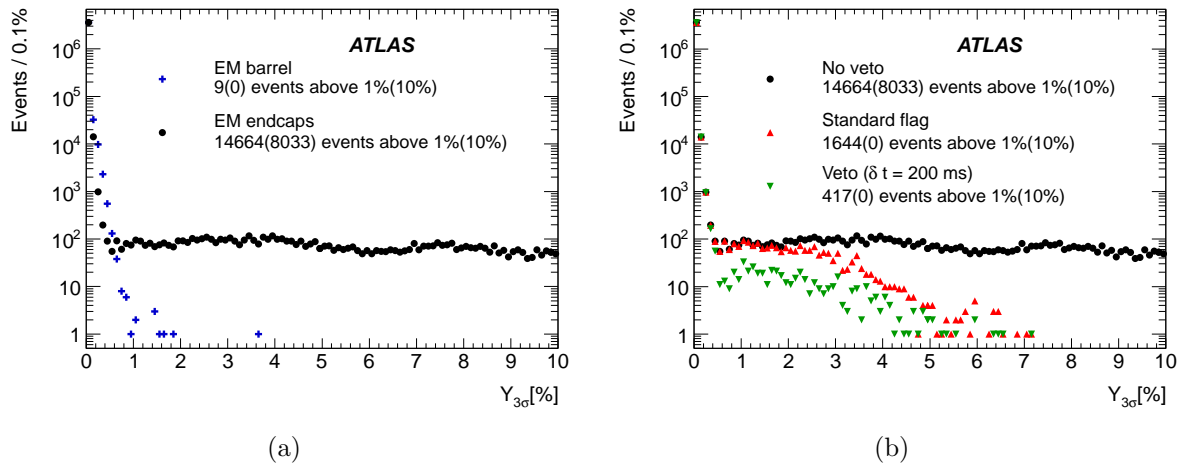


Figure 3.2 – Événements enregistrés dans la stream *CosmicCalo* durant 135 heures de collisions correspondant à une luminosité intégrée de 1.7 fb^{-1} . Dans (a) : distribution de $Y_{3\sigma}$ pour la partie EMB dans laquelle on n'observe pas de *noise bursts* (marqueur de croix) et pour les parties EMEC où les *noise bursts* sont fréquents (marqueur rond). Dans (b) : distribution de $Y_{3\sigma}$ pour les parties EMEC avec tous les événements en marqueur rond, en appliquant un veto sur les événements étiquetés par le *standard flag* (marqueur triangle vers le haut) et en appliquant un veto sur les événements se trouvant dans la veto temporel (marqueur triangle vers le bas) [70].

Lorsque la procédure de veto temporel ne peut pas être appliquée dans les 48 heures allouées au contrôle de la qualité des données, les blocs de luminosité contenant des événements étiquetés avec la méthode *standard flag* sont rejetés. Ce cas peut se présenter si par exemple, aucun événement du *noise burst* a été déclenché dans les *streams* utilisées pour le contrôle de la qualité des données. La procédure de veto temporel a été développée durant l'année de prise de données 2011 et a contribué à la récupération de 7% des données de 2011 pour l'analyse de physique. Afin d'améliorer cette procédure, depuis le début

de 2012, une chaîne de déclenchement spécialement dédiée à la détection d'événements affectés par un *noise burst* a été introduite.

3.2.2 Canaux bruyants isolés

Un des problèmes liés aux calorimètres à argon liquide concerne des canaux bruyants. Tout au long de la prise de données de 2011 et 2012, des canaux avec un comportement anormal ont été observés, un taux d'énergie inattendu dans des cellules isolées même sans collisions et parfois avec des facteurs de qualité Q très élevés (voir équation 2.6). Ces cellules problématiques peuvent engendrer la reconstruction de faux jets, électrons ou photons. Même si ce phénomène affecte une centaine de cellules pour chaque run, l'impact sur la qualité des données est négligeable lorsque les corrections sont prises à temps.

Afin de détecter les cellules problématiques, on utilise les *streams CosmicCalo* et *LArCellsEmpty*² de chaque *run*. L'énergie et le facteur de qualité, Q , de chaque cellule sont contrôlés, sur des périodes de données où aucun autre problème, comme des bouffées intenses de bruit cohérent, n'a eu lieu.

La procédure qui permet de détecter et traiter ces canaux bruyants dans les 48 heures précédant le début de la reconstruction des événements a pour conséquence d'ignorer ces canaux problématiques lors de la reconstruction de l'énergie de la région concernée : on dit que la cellule est masquée. Dans ce cas, l'information de la cellule est totalement ignorée et une moyenne des énergies des 8 cellules voisines appartenant à la même couche du calorimètre à argon liquide lui est attribuée. Les cellules peuvent être masquées de manière permanente, c'est à dire, tout au long du *run*, ou lorsque le signal n'est pas compatible avec un signal physique ($Q > 4000$), on dit qu'elles sont masquées conditionnellement.

De plus, la distribution du nombre d'événements dont l'énergie par cellule dépasse 800 MeV (le seuil choisi est très largement supérieur au bruit moyen d'une cellule) est contrôlé pour chaque *run*. Si parmi les cellules vérifiant les critères qui mène à un masquage conditionnelle, plus de 80 événements dont l'énergie pour la même cellule dépasse 800 MeV, ces cellules sont masquées de manière permanente.

Dans la figure 3.3 on peut voir les distributions de contrôle qui concernent les cellules du pré-échantillonneur d'un *run* de 226 pb^{-1} accumulé en 2012, utilisé pour la détection de cellules bruyantes. La multiplication des quantités des deux graphiques permet de déduire la distribution des cellules masquées conditionnellement pour ce *run*. Les autres cellules de la figure de gauche ont été masquées de manière permanente durant tout le *run*, correspondant à environ 7 cellules du pré-échantillonneur.

De manière générale, une grande proportion des cellules bruyantes provient du pré-échantillonneur. Durant la période G de l'année 2012, la haute tension de ces secteurs a été diminuée (dont quelques unes allant jusqu'à 400 V) provoquant une réduction du nombre de cellules à masquer. Il n'a cependant pas encore été possible de comprendre pourquoi, en diminuant la haute tension dans le pré-échantillonneur, le nombre de cellules bruyantes diminue. Dans la figure 3.4, on peut observer la proportion des cellules du pré-échantillonneur masquées de manière permanente et conditionnelle dans les différentes

2. Les *streams* sont définies dans la section 2.5.2.

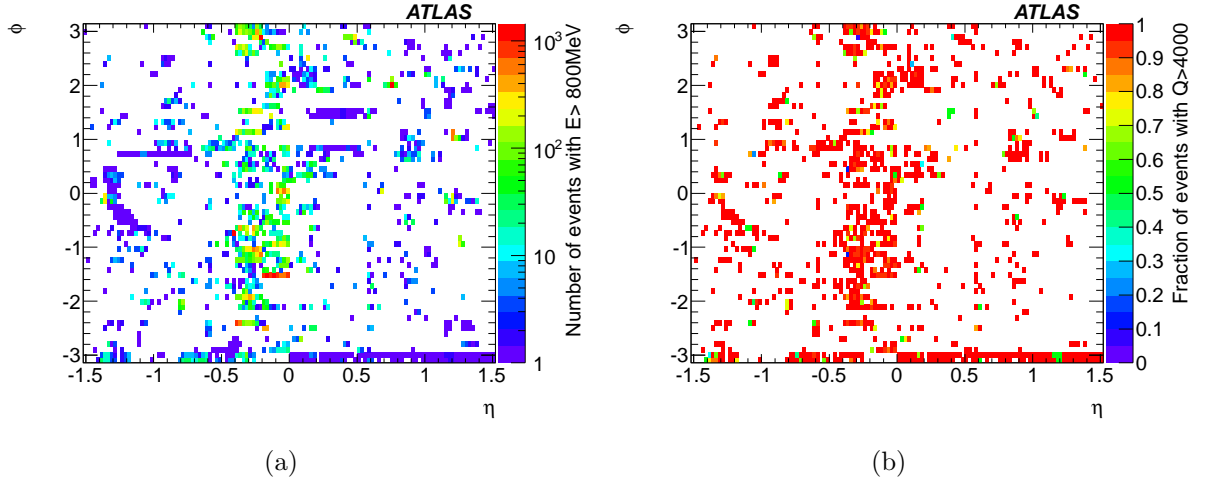


Figure 3.3 – Distributions 2D en $\eta \times \phi$ concernant un run de 226 pb^{-1} de données accumulées durant 18 heures de collisions : le nombre d'événements avec $E > 800 \text{ MeV}$ dans le pré-échantillonneur (a) et la fraction de ces événements dont le $Q > 4000$ (b) [70].

périodes de prise des données en 2012. La proportion des cellules masquées conditionnellement (permanente) est proche de 10% ($\sim 10^{-2}\%$) avant la réduction de la haute tension et $\sim 1\%$ ($\sim 10^{-3}\%$) après.

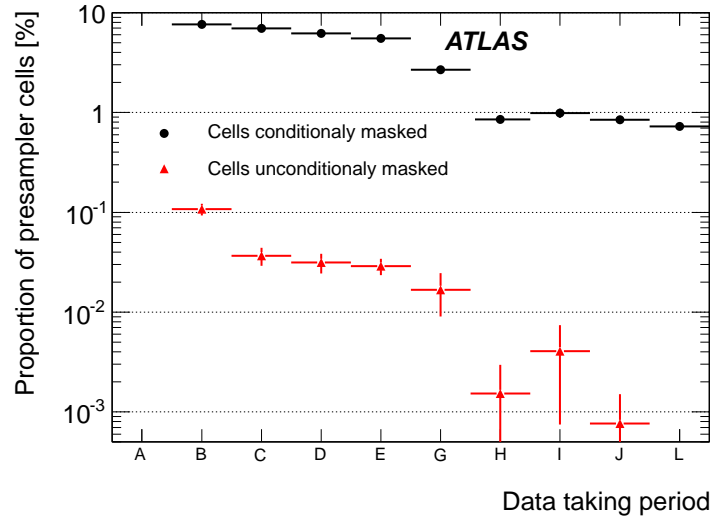


Figure 3.4 – Proportion de cellules du pré-échantillonneur masquées de manière permanente (triangles) et sélective (cercles) pour les différentes périodes de prise de données en 2012 (définies dans la section 2.5.2) [70].

La mise à jour des cellules bruyantes dans la base de données joue un rôle critique lors de la reconstruction des événements. Les blocs de luminosité affectés par le défaut *canal bruyant* ne sont pas utilisables dans les analyses de physique puisque l'estimation

de l'énergie transverse manquante est dégradée. Alors dans le cas où une cellule bruyante n'est pas signalée, ces événements ne pourront être récupérés que lorsqu'une nouvelle reconstruction est faite. Le pourcentage des données rejetées à cause des cellules bruyantes est de l'ordre de 0.15% en 2011 et 0.05% en 2012. Cette amélioration en 2012 a été possible notamment grâce à la réduction de la haute tension pour certains secteurs.

3.2.3 Couverture géométrique et données corrompues

Une autre source de problèmes liée à la **couverture géométrique** des parties des calorimètres à argon liquide peut affecter la prise des données. Des problèmes liés à l'électronique de lecture peuvent affecter la couverture géométrique des calorimètres. Dans le cas d'une FEB problématique isolée sur une seule couche du calorimètre, le défaut peut être tolérable. Si plus de 4 FEBs sont affectées, la région inactive est trop importante et les données doivent être rejetées. Si ce cas persiste pour une longue période les données ne sont pas rejetées mais les zones inactives sont reproduites dans la simulation Monte Carlo. Durant la prise de données de 2011, 6 FEBs et une carte de calibration de la partie tonneau EMB ont subi une désynchronisation causant des zones mortes. Durant l'été 2011 les 4 FEBs couvrant la première et seconde couches ont été remplacées et celles de la troisième couche ont été remplacées au cours de l'hiver 2011-2012. Plus de la moitié des données acquises durant 2011 a été affectée. La figure 3.5 montre l'impact sur la reconstruction de boson Z se désintégrant en paires d'électron et positron. On remarque une diminution de la distribution dans la région morte autour de $\phi \sim -0.8$. Comme les électrons et positrons issus des bosons Z sont souvent produits dos à dos, la zone autour de $\phi \sim 2.5$ correspond au deuxième électron, issu du Z n'ayant pas pu être reconstruit.

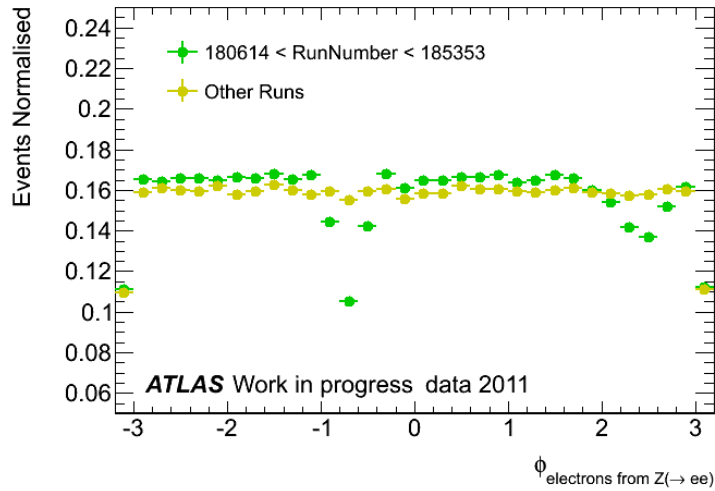


Figure 3.5 – Distribution de l'angle azimutal ϕ des électrons issus d'un boson Z pour les runs affectés par le problème de couverture géométrique (vert foncé) et pour des runs typiques (vert clair).

Une des fonctions de l'électronique de fin de chaîne (RODs) est de reconstruire la

position temporelle τ (équation 2.5) des signaux reçus par les FEBs. Les horloges des FEBs sont contrôlés de manière permanente par les RODs en utilisant par exemple le BCID pour *Bunch Crossing Identifier* correspondant au numéro de croisement du faisceau dans le *run* en cours. On dit que les données sont corrompues, lorsque par exemple une désynchronisation est détectée. Le temps caractéristique de ce type de problème étant inférieur à une seconde, la procédure de veto temporel est appliquée lors de la reconstruction des données afin de limiter la perte de données. Si la source de la corruption des données affecte plus de 4 FEBs de manière permanente, les régions des FEBs sont masquées, et sont traitées comme pour un problème de couverture géométrique.

3.2.4 Court circuit de lignes haute tension

3.2.4.1 Distribution de la haute tension

Lorsqu'une particule chargée entre dans les calorimètres à argon liquide, une gerbe électromagnétique est créée. Les particules secondaires issues de la gerbe traversent les interstices d'argon liquide (voir figure 2.12) situés de part et d'autre de l'électrode, sauf pour les parties FCAL. Deux champs électriques existent dans les interstices situés des deux côtés de l'électrode, produisant deux signaux électroniques. Ceux-ci se combinent par couplage capacitif, lors de la collection des électrons de dérive, par l'électrode centrale. Ceci permet une redondance de la mesure de l'énergie des particules en cas de défaut d'un des deux canaux de haute tension. Dans le cas où un seul côté de l'électrode est alimenté par une haute tension, seulement les électrons de l'interstice, où le champ électrique existe, vont dériver vers la cathode et seulement une partie du signal sera collectée, permettant tout de même après correction d'estimer l'énergie déposée. Afin d'éviter des problèmes liés à la haute tension affectant une cellule dans son intégralité, les électrodes sont alimentées par une ligne haute tension différente de chaque côté.

La taille de l'interstice est variable pour les différentes parties du calorimètre, comme on a pu le voir dans le tableau 2.3.

Dans le tonneau (EMB) ainsi que dans le pre-échantillonneur chaque ligne haute tension alimente un côté de 32 électrodes d'une même région en ϕ avec une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. La taille de l'interstice étant constante dans ces parties, la haute tension appliquée est de 2000 V dans tout le tonneau.

Dans les bouchons (EMEC) la taille de l'interstice varie en fonction de η , chaque ligne haute tension alimente un côté des électrodes de granularité $\Delta\phi = 0.2$ et $\Delta\eta$ variant de manière continue entre 0.1 à 0.4. Or la haute tension suit une variation en escalier en fonction de η , comme on peut le voir sur la figure 3.6.

L'énergie doit donc être corrigée dans les EMEC [82]. Pour cela un poids est affecté à chaque cellule en fonction de sa position en η et du secteur l haute tension dans laquelle elle se trouve suivant :

$$E_{HV_{corr}}^{cell}(\eta, l) = E^{cell} \times \frac{\beta^l}{1 + \alpha^l \times (\eta - \eta_{centre}^l)}$$

avec η_{centre}^l la valeur de η au centre du secteur de haute tension l et α^l et β^l les paramètres

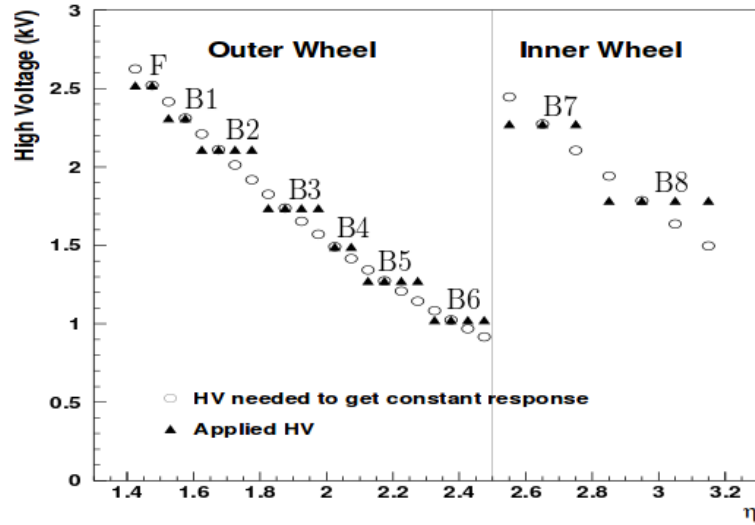


Figure 3.6 – Variation de la haute tension nécessaire pour une réponse uniforme des EMEC (cercle ouvert). Haute tension appliquée dans les différents secteurs F, B1 à B8 des EMEC (triangle plein) [82].

de correction prenant en compte la variation non linéaire de la haute tension en fonction de η .

Dans les calorimètres hadronique bouchons (HEC) l'espace entre deux plaques d'absorbeur est instrumenté par trois électrodes où celle du milieu collecte le signal électronique comme expliqué dans la section 2.4.2.1. Cette structure permet de réduire la haute tension et réduit le bruit produit par les modules tout en réduisant le risque de court circuit.

Les cellules des calorimètres vers l'avant (FCAL) sont composées de groupes de 4 tubes. Chacun est alimenté par une ligne haute tension indépendante afin de minimiser l'impact d'un possible défaut.

Le système de haute tension des calorimètres à argon liquide comporte un total de 170 modules, qui alimentent 4456 lignes haute tension indépendantes. Durant les années 2011 et 2012 des valeurs réduites par rapport à celles prévues nominalement ont été appliquées à plusieurs lignes hautes tensions. Ceci a permis de diminuer le bruit lié à certaines cellules, notamment dans le pré-échantillonneur (ceci est discuté dans la section 3.2.2).

3.2.4.2 Les phases de la haute tension

Chaque module haute tension contrôle 32 lignes ayant chacune une valeur de consigne indépendante. Lorsqu'une gerbe de particules secondaires traverse un interstice d'argon liquide, les électrons d'ionisation créent un courant et donc induisent une variation de potentiel que le module haute tension doit compenser. Afin de prendre en compte les conditions de flux de particules attendu au LHC, les modules ont été construits de manière à délivrer un courant maximal allant de $75 \mu\text{A}$ dans le pré-échantillonneur du tonneau à 10 mA dans les FCAL. Dans la figure 3.7, se trouve le schéma d'une cellule, représentée

par une capacité, alimentée par une ligne haute tension qui à la suite du passage d'une particule ionise l'argon liquide et crée un signal.

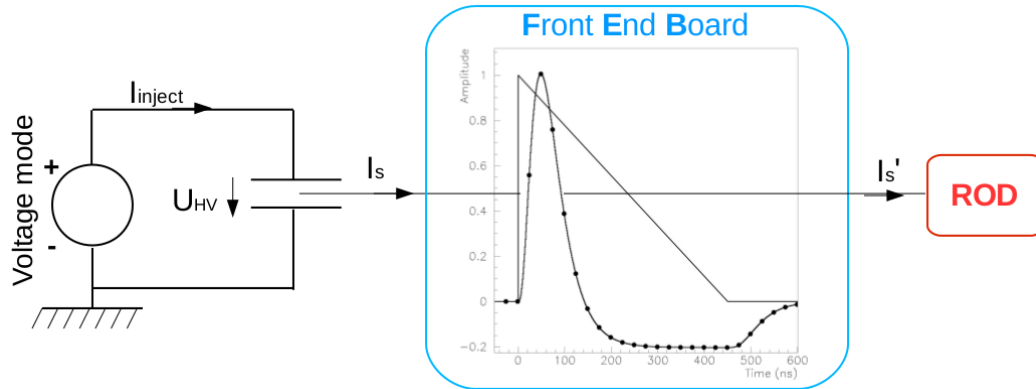


Figure 3.7 – Schéma d'une cellule représentée par une capacité soumise à une haute tension U_{HV} maintenue stable par le module haute tension (en mode tension) qui injecte un courant I_{inject} afin de compenser le courant I_S induit par le passage d'une particule dans l'argon liquide. Ce signal triangulaire recueilli et traité par les FEBs est ensuite transmis aux RODs sous forme d'un signal numérisé I'_S .

Un second réglage fixe le courant de régulation maximal. Lorsque le courant excède ce seuil pour maintenir la tension stable, la ligne haute tension disjoncte par mesure de sécurité. La haute tension diminue jusqu'à 0 V. Ce phénomène est appelé claquage ou *Trip*. Ceci se produit lorsqu'une charge trop importante d'ionisation s'accumule sur une électrode. Les années de prise de données de 2011 et 2012 ont permis de se rendre compte que le taux de *Trip* ne dépend pas de la valeur de la luminosité instantanée du LHC mais de sa variation croissante. Le défaut associé à la période de données affectées par un claquage est appelé *HV Trip*.

Après un *HV Trip*, la haute tension doit être rétablie à sa valeur opérationnelle afin d'opérer dans des conditions optimales. Le défaut associé à la période de données affectée par le rétablissement de la haute tension est appelé *HV Ramp*. Depuis le printemps 2011 cette procédure est automatisée et la tension est rétablie à sa valeur opérationnelle à une vitesse de 2 V/s.

Dans la figure 3.8, un schéma de l'évolution de la haute tension au cours du temps lors d'un *Trip* est présenté. Trois types de périodes peuvent être distinguées avec leur temps caractéristiques :

1. *HV Trip* : La tension de la ligne affectée par le *Trip* diminue durant environ un bloc de luminosité en moyenne.
2. *HV Ramp* : La tension est rétablie automatiquement à sa valeur nominale durant environ 3 à 4 blocs de luminosité en moyenne.
3. *HV Stable* : La tension est stable à sa valeur opérationnelle.

Le suivi des conditions de chaque ligne haute tension des calorimètres à argon liquide est essentiel. L'état des lignes haute tension (*Ramp*, *Stable* ou *Trip*) est enregistré ainsi

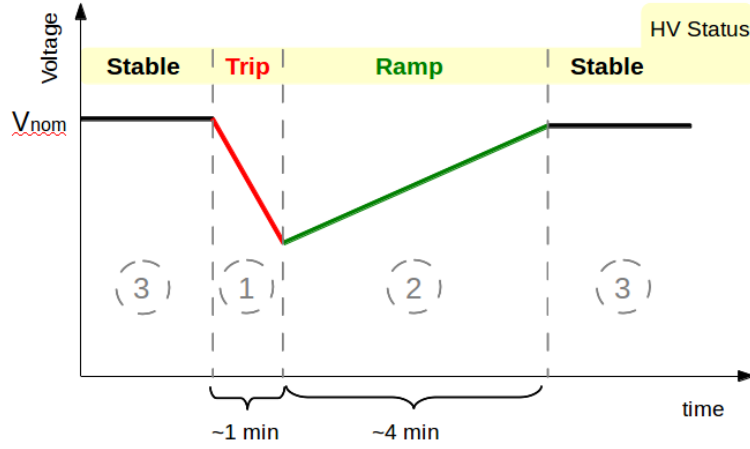


Figure 3.8 – Évolution de la tension lors d'un Trip. Dans un premier temps à sa valeur nominale V_{nom} (périodes 3), elle diminue (période 1) puis est rétablie à sa valeur nominale (période 2).

que la valeur opérationnelle à chaque début de bloc de luminosité ou lorsque sa valeur fluctue de plus de 5 V. Si la valeur de la tension diffère de la valeur nominale, l'énergie reconstruite est corrigée comme on verra par la suite (voir équation 3.1 et 3.2). On peut voir dans la figure 3.9 un exemple de Trip sur une ligne haute tension qui alimente une électrode de la partie HEC suivi par un *HV Ramp* d'environ quatre minutes³.

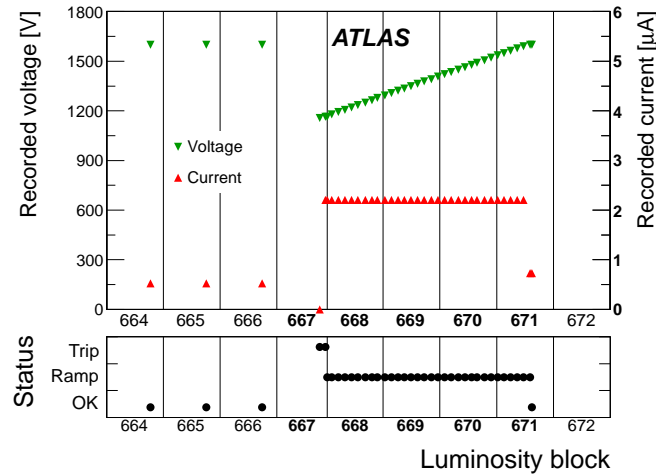


Figure 3.9 – Évolution de la tension, du courant et de l'état d'une ligne haute tension du HEC ayant subi un Trip [70].

3. dépendant du temps de chute de la tension et de la capacité de charge.

3.2.4.3 Qualité des données

Lors des 48 heures suivant l'acquisition d'un *run*, la base de données est mise à jour avec les défauts *HV Trip* et *HV Ramp* pour les blocs de luminosité en question. Des études avec des tests en faisceau ont démontré que l'énergie reconstruite dans des régions affectées par des variations de la haute tension peut être corrigée [57] :

- Si les deux côtés d'une électrode opèrent à la tension V_{op} différente de valeur nominale V_{nom} , alors l'énergie mesurée E_{meas} est corrigée suivant :

$$E_{corr} = E_{meas} \times \left(\frac{V_{nom}}{V_{op}} \right)^{0.38} \quad (3.1)$$

- d'autre part si les deux côtés d'une électrode opèrent avec deux valeurs différentes V_{op1} et V_{op2} alors l'énergie est corrigée suivant :

$$E_{corr} = \frac{2 \times E_{meas}}{\left(\frac{V_{op1}}{V_{nom}} \right)^{0.38} + \left(\frac{V_{op2}}{V_{nom}} \right)^{0.38}} \quad (3.2)$$

Lors d'un *Trip*, la variation de la haute tension est importante dans un temps très court. Il est difficile d'estimer la valeur de la haute tension et donc de corriger l'énergie. De plus, cette variation induit systématiquement un *noise burst* que l'on suppose provenir du rayonnement du câble de la ligne haute tension affectée. Pour ces raisons le défaut *HV Trip* est intolérable. On peut voir dans la figure 3.10 la quantité de données non utilisables due aux *HV Trips*, par périodes, durant l'année 2012, correspondant à un total de 99 pb^{-1} de donnée rejetés au total.

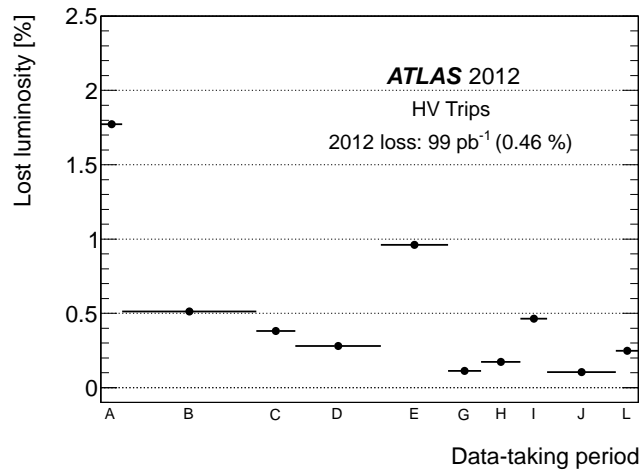


Figure 3.10 – Quantité de données non utilisables due aux *HV trips* durant l'année 2012 pour les différentes périodes [70].

Pour les événements affectés par des défauts *HV Ramp*, une estimation de la haute tension est possible à chaque moment en extrapolant les valeurs enregistrées afin de corriger l'énergie.

Le traitement des blocs de luminosité affectés par un *HV Trip* et *HV Ramp* a évolué au cours de l'année 2011. Seul le défaut *HV Trip* existait et recouvrait l'ensemble de la période de diminution et de rétablissement de la haute tension. Une nouvelle stratégie a été adoptée en créant le défaut *HV Ramp* afin de séparer les deux étapes : diminution et augmentation de la haute tension. Finalement après plusieurs études dont celle que j'ai menée durant ma thèse et décrite dans la section suivante, les données ont été rendu utilisables pour l'analyse de physique.

3.3 Étude de l'effet des variations de la haute tension sur la qualité des données

3.3.1 Motivations de l'étude

Au début de 2011, la procédure du traitement des données rejetait tous les événements des périodes *HV Trip* et *HV Ramp*. Cependant l'étude des distributions de la variable $Y_{3\sigma}$ des événements contenus dans les périodes *HV Trip* et *HV Ramp*, qui se trouvent dans la figure 3.11, montre que les *noise bursts* créés durant un Trip sont confinés dans les périodes *HV Trip*. Ils représentent 20% des événements de l'ensemble de la période *HV Trip* + *HV Ramp*.

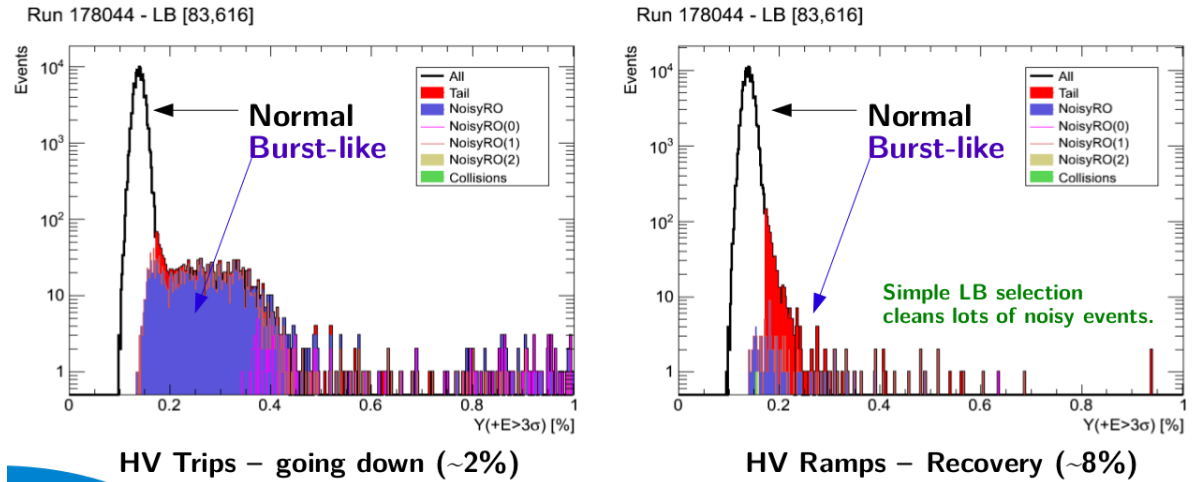


Figure 3.11 – Distribution de $Y_{3\sigma}$ pour les événements des blocs de luminosité avec le défaut *HV Trip* (gauche) et *HV Ramp* (droite) pour un Trip du run 178044 [83].

Ce constat a permis d'envisager l'utilisation des événements des périodes *HV Ramp* pour l'analyse de physique et donc de rendre le défaut associé tolérable. L'énergie de ces événements est corrigée dans la région affectée et le bruit électronique des cellules est mis à jour dans la base de données en prenant en compte la valeur relevée au début du *HV Ramp*.

Pour valider cette approche il est essentiel de vérifier que aucun bruit instrumental n'affecte la reconstruction de l'énergie. D'autre part, l'impact des possibles effets secon-

dares sur les performances des objets physiques doit être vérifié. Afin de répondre à ces questionnements, j'ai mené deux études, basées sur un ensemble de données distinctes collectés durant l'année 2011 en appliquant une méthode semblable.

3.3.2 Étude des runs spéciaux

La première étude utilise des données collectées dans lesquelles plusieurs lignes hautes tensions ont subi des variations artificielles d'une amplitude de 400 V dans les mêmes conditions que lors d'un *HV Ramp*, c'est-à-dire à 2 V/s. Les performances des algorithmes de reconstruction et d'identification des photons et des jets sont étudiées pour les différentes phases de la haute tension.

3.3.2.1 Configuration des runs spéciaux

Dans le but d'étudier l'effet des *HV Ramp* sur la reconstruction des événements, une campagne de prise de données a eu lieu le 8 septembre 2011. Ces *runs* étaient initialement dédiés à l'alignement des spectromètres à muons (en utilisant des muons avec des trajectoires rectilignes), les aimants toroïdaux n'étaient pas fonctionnels. De plus, du à des problèmes de gaz le TRT n'était pas opérationnel. Dans le cadre de mon étude ce sous-système n'est pas essentiel, car l'identification des électrons choisie ne l'utilise pas.

Durant cette campagne de données, 386 lignes qui alimentent la partie bouchon EMEC A couvrant la pseudo-rapacité $\eta = [1.5, 2.8]$ ont subi une variation de leur tension. Un total de 8 lots d'environ 50 lignes ont été définis. La tension des lignes de chaque secteur a été diminuée de leur valeur opérationnelle V_{op} jusqu'à $V_{op} - 400$ V suivi d'un rétablissement jusqu'à V_{op} . En parallèle, un autre lot de lignes haute tension a subi des variations inverses. Ainsi une centaine de lignes ont variés à une vitesse de 2 V/s en même temps en s'assurant que l'un des cotés des électrodes reste toujours à une valeur de haute tension stable. On peut voir dans la figure 3.12(a) le nombre de lignes haute tension ayant subi des variations par secteur. Pour la plupart des secteurs, les 2 lignes se trouvant de chaque coté des électrodes ont subi des variations. Dans la figure 3.12(b), se trouve la fraction de blocs de luminosité durant lesquels chaque secteur avait une de ses lignes en mode *HV Ramp* sur l'ensemble des blocs de luminosité contenus dans les *runs*. Sur l'ensemble des secteurs, entre 25 et 45 % des blocs de luminosités sont dans l'état *HV Ramp* permettant l'acquisition d'événements pour l'étude.

3.3.2.2 Sélection des données

Les données analysées dans cette étude proviennent de la *stream CosmicCalo*. Ainsi, les objets reconstruits dans ces événements proviennent de bruit instrumental et des muons cosmiques. Les événements sélectionnés sont déclenchés par des chaînes de déclenchement de niveau 1 contenant des dépôts électromagnétique d'au moins 3 GeV, des jets d'au moins 10 GeV ou des chaînes de déclenchement aléatoires. Un total de 297 blocs de luminosité ont été enregistrés. Une sélection est nécessaire afin de rejeter les événements ayant subis des problèmes. Les blocs de luminosité ou événements affectés par les défauts suivants ont été rejetés :

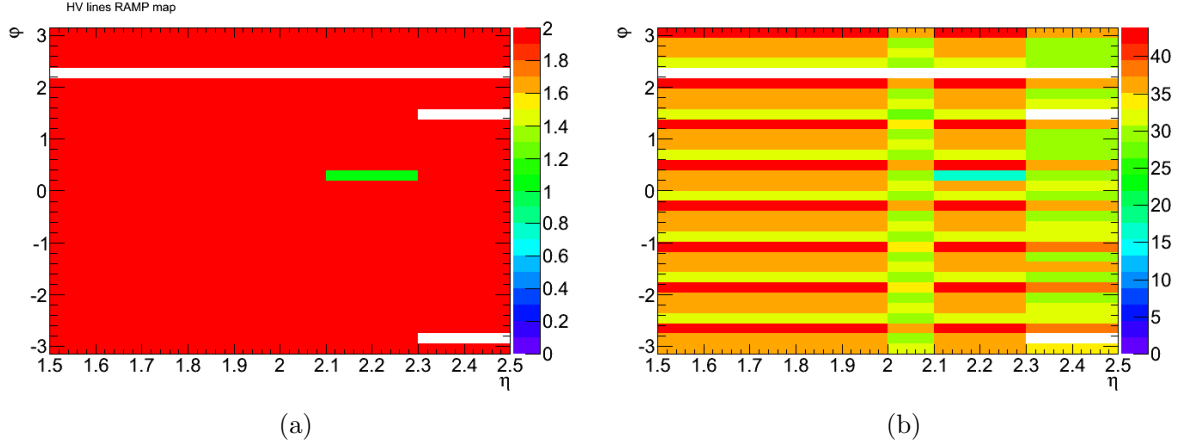


Figure 3.12 – Nombre de lignes haute tension par secteur $\eta \times \phi$ ayant subi une variation de la tension (a) et fraction des blocs de luminosité durant lesquels chaque secteur a subi une variation de la haute tension (b) sur l'ensemble de ceux contenu dans ces runs spéciaux.

- 3 blocs de luminosité à cause d'un Trip dans la partie EMECA.
- Les événements se trouvant dans une fenêtre de veto temporel, du par exemple à des *noise bursts*.
- 2 blocs de luminosité à cause d'une cellule bruyante qui n'a pas été masquée.
- 19 blocs de luminosité à cause de *noise bursts* n'ayant pas pu être traités par la méthode de veto temporel⁴.

Finalement après cette sélection permettant de rejeter les événements problématiques, 72560 événements sont à disposition de l'analyse.

3.3.2.3 Sélection des objets

Les objets physiques étudiés dans cette analyse sont les électrons et photons d'énergie transverse $E_T > 5$ GeV et les jets d'énergie transverse $E_T > 10$ GeV. Ces objets sont reconstruits suivant les critères décrits dans la section 2.5.3. Ensuite, des critères d'identification plus ou moins stricts sont appliqués. La sélection des objets est dans un premier temps très peu contrainte, en utilisant tous les objets reconstruits sans aucun critère d'identification. Ensuite, les critères d'identification différents suivants sont étudiés sur les objets en question.

Critères d'identification des photons et électrons

Certains critères d'identification sur les photons et les électrons sont définis. Ceux-ci se basent sur la forme des gerbes dans les calorimètres, la qualité des traces pour les électrons ou la fraction d'énergie déposée dans les calorimètres hadroniques. Ces critères servent à rejeter les bruits de fond (ici du bruit instrumental) imitant grossièrement le

4. La chaîne de déclenchement permettant d'enregistrer les événements contenant un *noise burst* dans l'*express stream* n'était pas encore implémenté.

comportement d'un vrai objet physique dans le détecteur. Plusieurs niveaux d'identification sont définis avec des efficacités d'identification et des pouvoirs de discrimination différents. Les points de fonctionnement de l'identification des photons *Loose* et *Tight* [68] sont utilisés ainsi que l'identification *Looseplusplus* pour les électrons.

Critères d'identification des jets

La reconstruction des jets commence avec la détection d'amas d'énergie en utilisant la méthode *topologique* [84]. La reconstruction utilise l'algorithme *anti- k_T* [85]. Cette méthode est différente de celle utilisée pour la détection d'amas d'électrons ou de photon basée sur un système de fenêtre glissante. Cet algorithme regroupe des amas topologiques de dépôts calorimétriques contenus dans un cône avec un rayon $\Delta R = 0.4$. L'énergie du jet est reconstruite à partir de la somme d'énergies des cellules contenues dans les amas.

Lors des analyses de physique dont l'énergie transverse manquante est une variable discriminante, un nettoyage est effectué en rejetant les événements contenant des mauvais jets. Les mauvais jets peuvent être reconstruits à partir des dépôts d'énergie non fiables dans les calorimètres. Ces dépôts peuvent provenir du détecteur : des pics de bruit dans les calorimètres hadroniques se trouvant dans les bouchons, ou de bruit cohérent dans les calorimètres électromagnétiques. D'autre part, le bruit peut aussi provenir par le faisceau du LHC ou même de gerbes de rayons cosmiques. Afin d'identifier les mauvais jets, 4 niveaux ont été définis suivant des critères détaillés dans [86]. Dans cette analyse 3 d'entre eux sont utilisés : *Looser bad jet*, *Loose bad jet*, *Tight bad jet* par ordre croissant d'efficacité d'identification des mauvais jets.

On peut voir dans la figure 3.13 la distribution géométrique avant et après avoir rejeté les 19 blocs de luminosité affectés par les *noise bursts*. On remarque que le taux de jets reconstruits diminue d'un facteur 10 après cette sélection. Celui des électrons et des photons diminue d'un facteur 20 et 60 respectivement. De manière générale, on remarque que après la suppression des *noise bursts* la zone du EMECA est nettement nettoyée. Cependant, un excès résiduel de jets et d'électrons reconstruits vers l'avant ($\eta > 3.2$) est visible par rapport à la même zone de l'EMECC. Le nombre d'électrons reconstruits dans la zone $\eta > 3.2$ est négligeable par rapport à celui des photons et des jets.

Dans le tableau 3.1, le nombre de jets et de photons reconstruits dans la région $1.5 < \eta < 2.5$ avant et après les coupures d'identification est reporté. On remarque que 93% des jets sont identifiés comme étant des mauvais jets avec l'algorithme *Tight bad jet*. Aucun des photons reconstruits ne passe les critères d'identification de l'algorithme *Tight*. De manière générale, le taux faible d'objets passant les critères d'identification est attendu puisque les objets reconstruits dans cette étude ne sont pas issus de vrais objets physiques mais plutôt de bruit instrumental, puisque les événements sont sélectionnés dans la *stream CosmicCalo*.

3.3.2.4 Stratégie de l'analyse et résultats

Le but de l'étude est de contrôler et comparer le taux et la qualité des jets et photons reconstruits dans les régions où la haute tension varie et les régions où la haute tension est

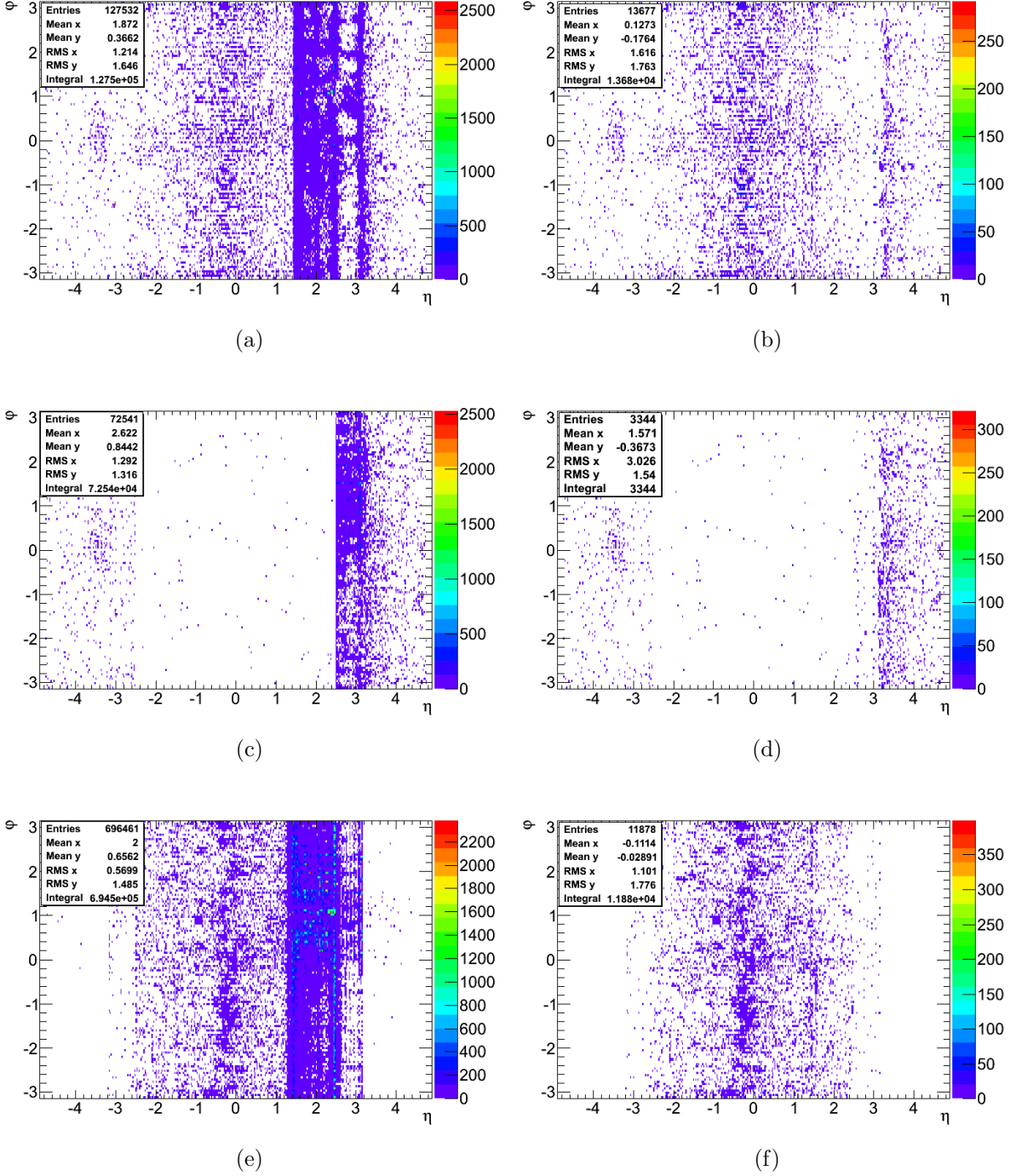


Figure 3.13 – Distribution 2D $\eta \times \phi$ des jets ((a), (b)), des électrons ((c), (d)) et des photons ((e), (f)) reconstruits dans la stream CosmicCalo avant de rejeter les 19 blocs de luminosité affectés par les noise bursts (95408 événements analysés) à gauche et après (73095 événements analysés) à droite.

Objet	Critère d'identification	Nombre
Jet	aucun	570
	<i>TightBad</i>	361
	<i>LooseBad</i>	528
Photon	aucun	488
	<i>Loose</i>	22
	<i>Tight</i>	0

Table 3.1 – Nombre de jets et de photons reconstruits dans la région $1.5 < \eta < 2.5$ avant et après les coupures d'identification.

stable. De cette manière il est possible de connaître directement l'impact de la variation de la haute tension sur ces 2 aspects : le taux de reconstruction et la qualité des objets reconstruits.

Cependant chaque région du calorimètre a une activité de bruit instrumentale spécifique générant un taux de reconstruction d'objets différent. Afin de s'affranchir de ce biais pour l'analyse et l'interprétation des résultats, ceux-ci ont été produits par secteur haute tension. Pour cela 2 cartes $\eta \times \phi$ ont été créés :

- Une nommée HV ramp, contenant le nombre d'objets créés par secteur haute tension lorsque ce secteur subit une variation de tension.
- Une nommée HV stable, contenant le nombre d'objets créés par secteur au moment où la haute tension du secteur est stable.

D'autre part, on a pu voir dans la figure 3.12(b) que chaque secteur a un état HV ramp et HV stable durant des périodes de longueur différentes. Chaque carte est pondérée par le nombre de blocs de luminosité correspondant pour chaque secteur afin de pouvoir comparer les taux de reconstruction d'objets. Un poids nul est attribué aux secteurs n'ayant pas subi de variations de haute tension durant cette prise de données.

Dans les figures 3.14 et 3.15 se trouve le taux de jets et de photons reconstruits par bloc de luminosité et par secteur, lorsque la haute tension dans le secteur est stable (a) et lorsqu'elle est en mode HV Ramp (b). Le rapport des cartes (c) permet d'évaluer la différence du taux de reconstruction d'objets durant des HV Ramp par rapport au HV Stable. La distribution de ce rapport pour chaque secteur (d) montre que le taux mesuré durant les conditions HV Ramp est compatible avec celui des conditions stables. Il faut noter que cette étude est très limitée, du à la faible quantité d'objets reconstruits dans la *stream CosmicCalo*.

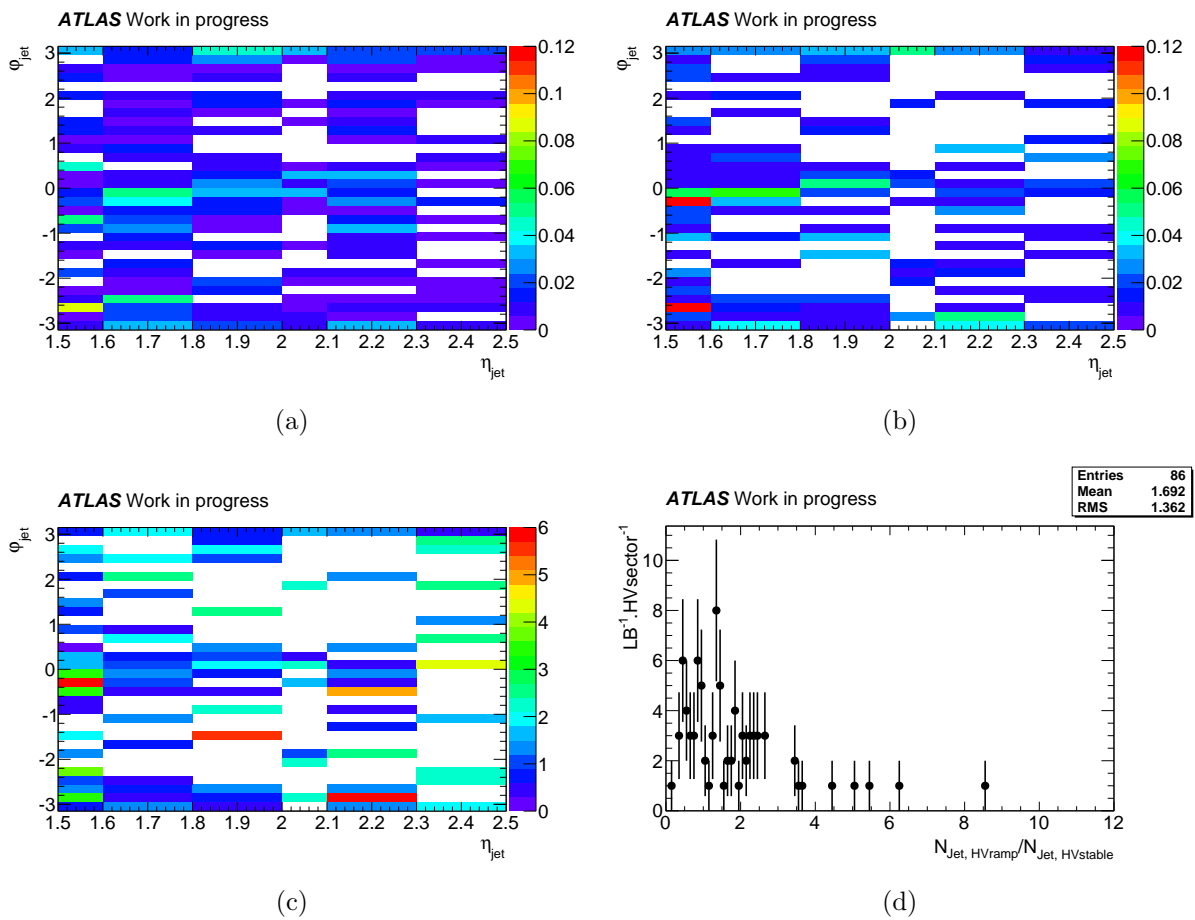


Figure 3.14 – Nombre de jets reconstruits par bloc de luminosité et par secteur haute tension, lorsque celle-ci est stable (a) et lors d'un HV Ramp (b). La carte (c) montre le ratio entre la carte (b) et la carte (a). Finalement (d) est la distribution de ce rapport pour chaque secteur haute tension.

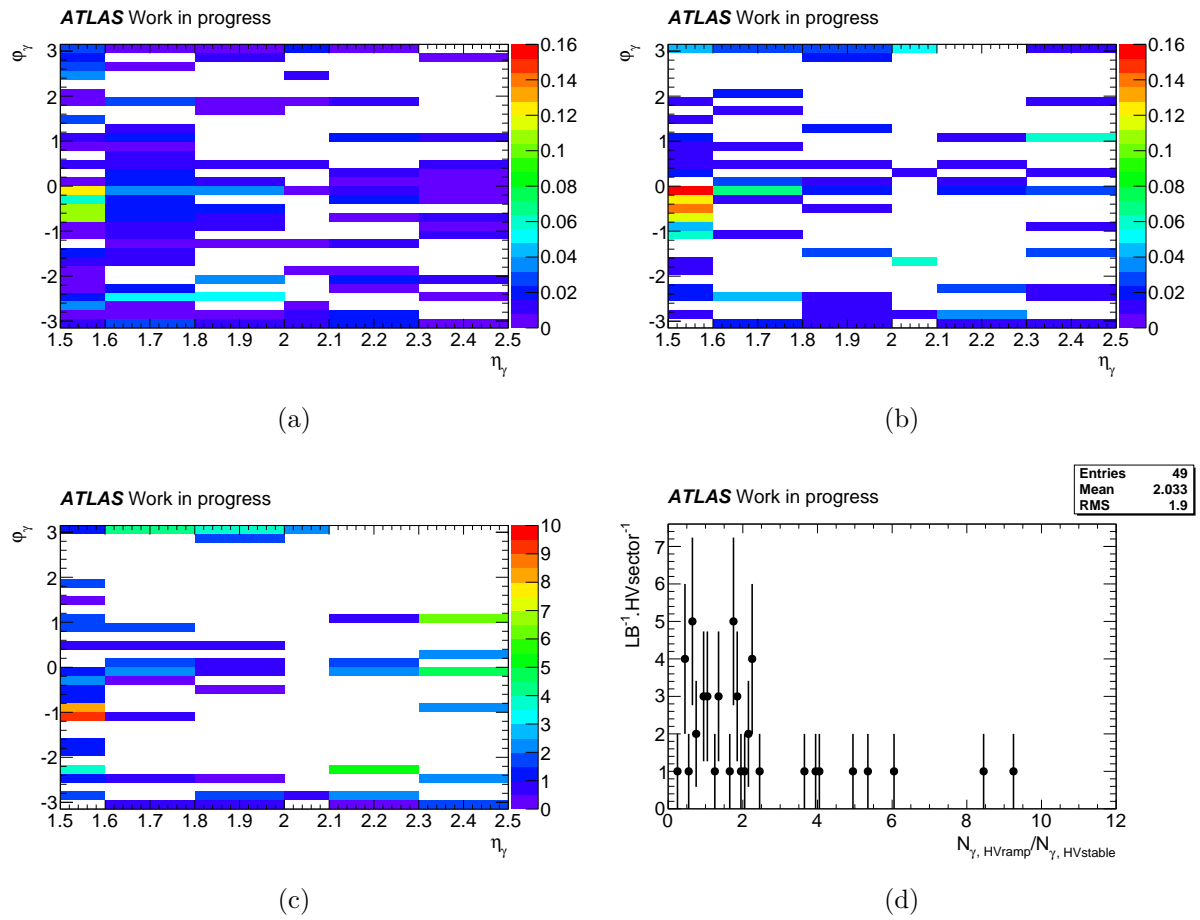


Figure 3.15 — Nombre de photons reconstruits par bloc de luminosité et par secteur haute tension, lorsque celle-ci est stable (a) et lors d'un HV Ramp (b). La carte (c) montre le ratio entre la carte (b) et la carte (a). Finalement (d) est la distribution de ce rapport pour chaque secteur haute tension.

Les résultats sont ensuite intégrés sur la région $\eta = [1.5, 2.5]$ afin d’avoir un résultat global. Le tableau 3.2 montre que les taux d’objets reconstruits par bloc de luminosité dans les régions de tension stable ou variable sont compatibles dans les erreurs statistiques.

	État de la haute tension	
	Stable	Ramp
Jets	1.99 ± 0.10	2.03 ± 0.14
Loose bad jet	1.29 ± 0.09	1.26 ± 0.11
Tight bad jet	1.84 ± 0.10	1.87 ± 0.14
Photons	1.73 ± 0.10	1.76 ± 0.14
Photons Loose	0.10 ± 0.02	0.04 ± 0.02
Photons tight	0	0

Table 3.2 – Taux d’objets reconstruits par bloc de luminosité avant et après les critères d’identification, intégré sur la pseudo rapidité $[1.5, 2.5]$ lorsque la haute tension est stable et lorsqu’elle est en mode HV Ramp.

De plus, $\sim 93\%$ des jets sont identifiés comme de mauvais jets par l’algorithme *Tight bad jet* dans les deux configurations de haute tension et 2 à 6% des photons passent les critères d’identification *Loose* alors que 0% passent les critères *Tight*. Ces résultats sont attendus puisque les objets reconstruits ne sont pas issus de vrais objets physiques mais plutôt de bruit instrumental puisque les événements sont sélectionnés dans la *stream CosmicCalo*. On peut conclure de ces résultats que les performances des algorithmes de reconstruction et d’identification des jets et des photons sont conservées lors des périodes *HV Ramp*.

D’autre part, la figure 3.16 de la distribution d’énergie transverse des photons et des jets reconstruits montrent un bon accord entre les régions où la haute tension est stable par rapport à celles où elle est en mode HV ramp.

Conclusion

Basé sur l’étude de ces *runs* spéciaux, on peut conclure que la reconstruction des objets et leur identification n’est pas affectée par la variation de la haute tension. Cependant, les données ont été enregistrées sous des conditions extrêmes. En effet, pendant tout le *run*, une centaine de lignes haute tension ont subi des variations, provoquant de nombreux *noise bursts*. Bien que la sélection des événements a consisté, entre autres, à supprimer les événements affectés, des activités anormalement supérieures sont observées dans les régions vers l’avant (figure 3.13) et dans la région $\eta = [1.5, 1.6]$ (figures 3.15 et 3.14). Ceci peut être attribué à des effets résiduels de *noise bursts* dont on peut voir les distributions caractéristiques dans la figure 3.1. Cette étude a révélé que la variation de la haute tension d’une centaine de lignes en même temps est une méthode efficace pour créer artificiellement une très grande quantité de *noise bursts* et ainsi permettre leur étude. Une validation dans des conditions plus proches de celle du fonctionnement nominal des calorimètres à argon liquide est nécessaire, afin de confirmer ou infirmer les conclusions de cette première étude.

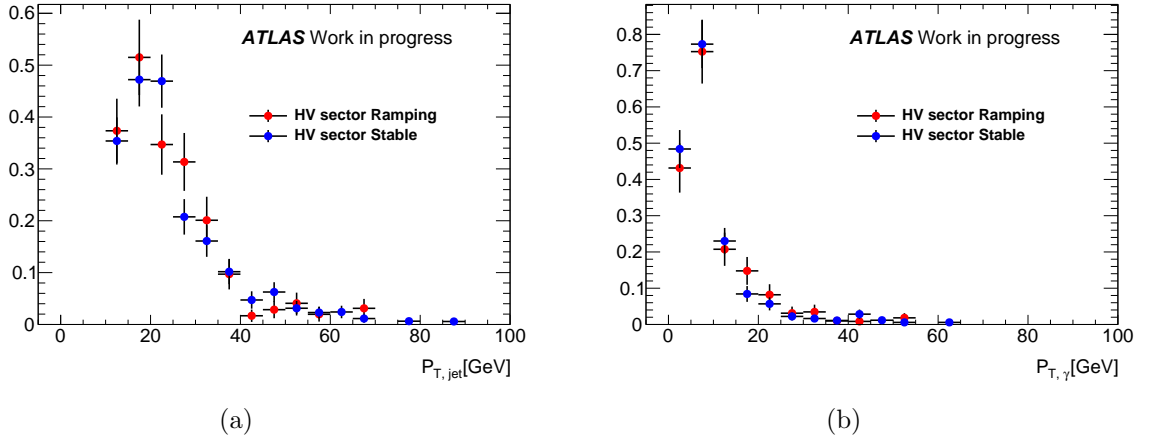


Figure 3.16 – Distribution d'énergie transverse des jets (a) et photons (b) reconstruits dans des régions dont la haute tension est stable ou en mode *HV Ramp*.

3.3.3 Étude de l'ensemble des données 2011

L'étude précédente, basée sur la variation artificielle d'une centaine de lignes haute tension a permis l'étude de l'impact des *HV Ramp* sur des données. A priori, aucun problème n'a été détecté, cependant ces résultats doivent être confirmés par une étude basée sur un ensemble de données se rapprochant plus de la réalité des conditions du calorimètre à argon liquide lors de la prise de données. La seconde étude est basée sur des Trips produits au cours de l'année 2011. Pour cela je me suis concentrée sur deux types de données : durant les périodes de collision en sélectionnant les événements de la *stream JetTauEtmiss* et en dehors des collisions en sélectionnant les événements de la *stream CosmicCalo*. Dans cette étude, les taux d'objets reconstruits avant et après application des critères d'identification, dans les blocs de luminosité affectés durant un *HV Ramp* sont comparés à ceux des périodes stables. En plus, la reconstruction de l'énergie transverse manquante dans les périodes de collisions est validée durant des *HV Ramp*.

3.3.3.1 Étude des données en dehors des périodes de collision

Cette étude est basée sur l'ensemble des données collectées durant l'année 2011 dans lesquelles un total de 355 Trips [87] se sont produits durant des faisceaux stables du LHC. Pour des raisons d'ordre technique liées à l'analyse, 252 Trips ont été sélectionnés pour être étudiés, en rejetant notamment ceux qui se sont produits dans des conditions où le reste du détecteur n'était pas opérationnel. On peut voir la répartition géométrique des régions affectées par ces Trips à l'exception de cinq qui se sont produits dans le pré-échantillonneur, dans la figure 3.17.

Pour cette étude j'ai analysé les données de la *stream CosmicCalo*. Contrairement à l'étude précédente, chaque bloc de luminosité est classifié dans trois catégories, pour l'ensemble du détecteur, en sélectionnant dans tous les cas ceux où aucun problème dans tous le détecteur ATLAS n'est signalé par les équipes de contrôle des qualité des données :

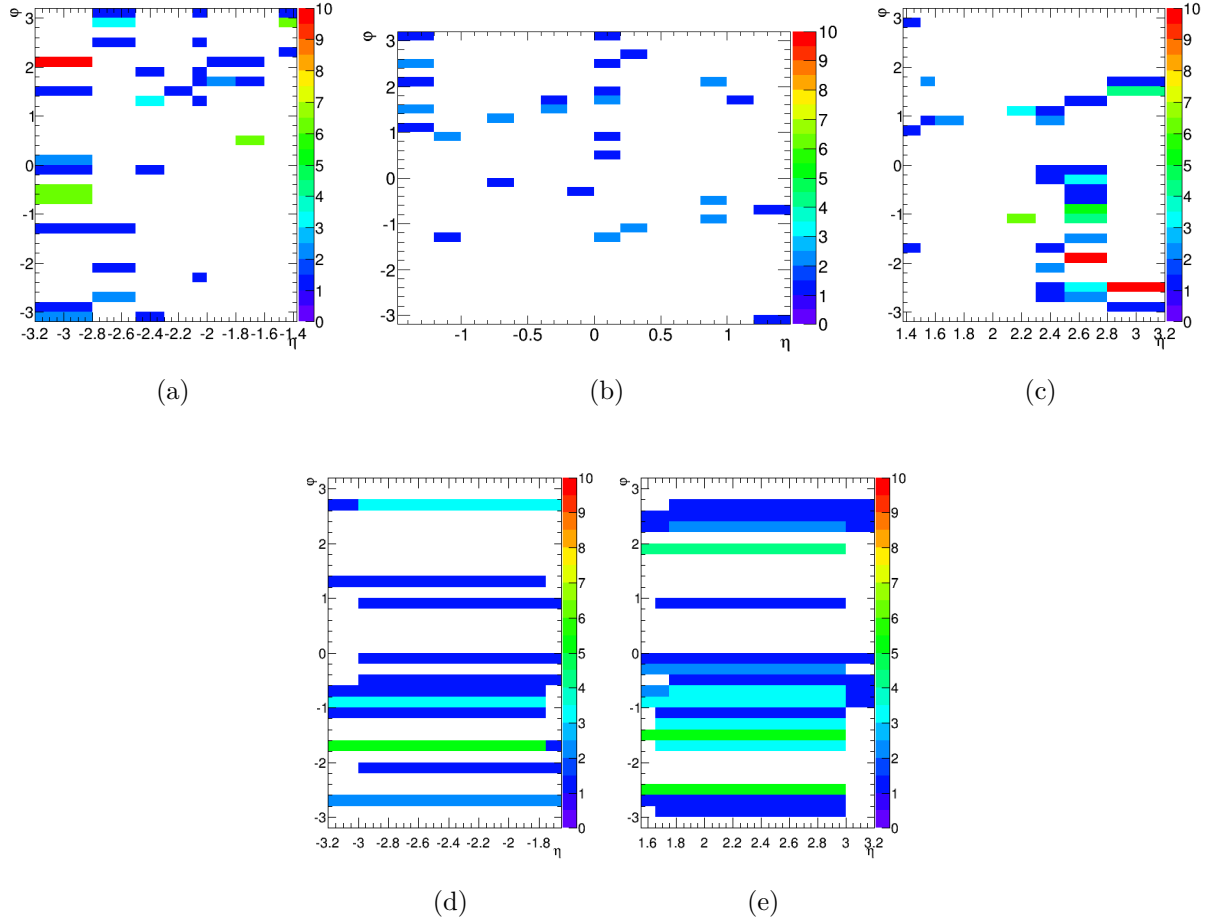


Figure 3.17 – Distribution dans le plan $\eta \times \phi$ du nombre de Trips de l'année 2011 utilisés pour cette étude, pour les différentes parties des calorimètres à argon liquide à l'exception du pré-échantillonneur. Les figures (a), (b), (c), (d), (e) correspondent respectivement aux EMECC, EMB, EMECA, HECC, HECA.

- *LB Trip* : une ligne haute tension est dans un état *HV Trip*.
- *LB Ramp* : une ligne haute tension est dans un état *HV Ramp*.
- *LB Good* : toutes les lignes haute tension sont dans un état *HV Stable*.

Ici chaque Trip s'est produit sur une ligne haute tension de manière isolée dans le temps. On peut voir dans le tableau 3.3 la distribution du nombre de blocs de luminosité des trois catégories pour les 11 périodes de données.

Les événements sont sélectionnés en rejetant les événements se trouvant dans une fenêtre de veto temporel et en rejetant les blocs de luminosité où des *noise bursts* ont eu lieu et n'ont pas pu être traités par la procédure de veto temporel. La sélection des objets est la même que dans la section 3.3.2.3 et tous les objets reconstruits dans la région $|\eta| < 3.2$ sont considérés.

Une sommation des trois types de blocs de luminosité sur l'année a pu être testée et les résultats révèlent une trop grande sensibilité aux cellules bruyantes. Les trois types

Données de la <i>stream CosmicCalo</i>											
Période	B	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M
LB Trip	10	34	2	21	21	28	38	2	18	48	9
LB Ramp	42	220	12	112	56	85	299	32	127	111	79
LB Good	456	6563	1019	2893	6172	3528	3936	1669	6055	4702	2331

Table 3.3 – Nombre de blocs de luminosité des données analysées en 2011 réparties suivant les 3 catégories LB Trip, LB Ramp et LB Good.

de blocs de luminosité ont donc été regroupés par périodes afin de maximiser le nombre d'objets reconstruits. Ce choix est aussi motivé par le fait que le menu de déclenchement est stable pour l'ensemble d'une période de données. On peut voir dans la figure 3.18 la distribution par période du taux d'objets reconstruits dans les trois catégories dans la région $|\eta| < 3.2$.

De manière générale, le taux d'objets reconstruits durant les LB Trip est plus élevé que durant des LB Ramp et LB Good. En particulier, cet effet est plus visible pour le cas des jets et des électrons avec un taux moyen autour de 7 à 10 fois plus grand. D'autre part, le taux de reconstruction est comparable pour les blocs de luminosité LB Ramp et LB Good. Notons que l'erreur statistique est très élevée.

Dans la figure 3.19 les distributions par période du taux d'objets reconstruits dans les trois catégories dans la région $|\eta| < 3.2$ après les différents critères d'identification sont présentées.

On remarque une diminution du taux de reconstruction de tous les objets : les critères d'identification des jets, des photons et des électrons ont un bon pouvoir de discrimination contre les objets provenant du bruit instrumental. De plus, on peut noter que le taux d'objets résiduels est compatible dans les trois types de blocs de luminosité. Cela veut dire que les algorithmes d'identification sont particulièrement efficaces dans les périodes *HV Trip*. Finalement, on peut noter que les performances sont les mêmes sur des objets reconstruits durant les LB Ramp et les LB Good. Ces résultats démontrent que les analyses de physique sont protégées des objets reconstruits provenant de ce type de bruit instrumental.

3.3.3.2 Étude des données durant collision

Afin de vérifier que durant les périodes *HV Ramp* il n'y a pas de faux objets reconstruits, j'ai mené une étude sur la *stream* de physique *JetTauEtmiss*. Ce choix est motivé par le fait que les événements déclenchés contiennent des jets ou de l'énergie transverse manquante. J'ai sélectionné les 3 *runs* contenant la plus grande quantité de Trips (20). Dans la figure 3.20 se trouve la répartition dans les calorimètres à argon liquide de ces Trips. Comme précédemment, les blocs de luminosité sont regroupés suivant les trois catégories :LB Ramp, LB Trip et LB Good.

Ici, le taux d'objets est évalué par événement et pas par bloc de luminosité grâce au plus grand nombre d'objets disponibles dans les collisions. Le taux d'objets reconstruits

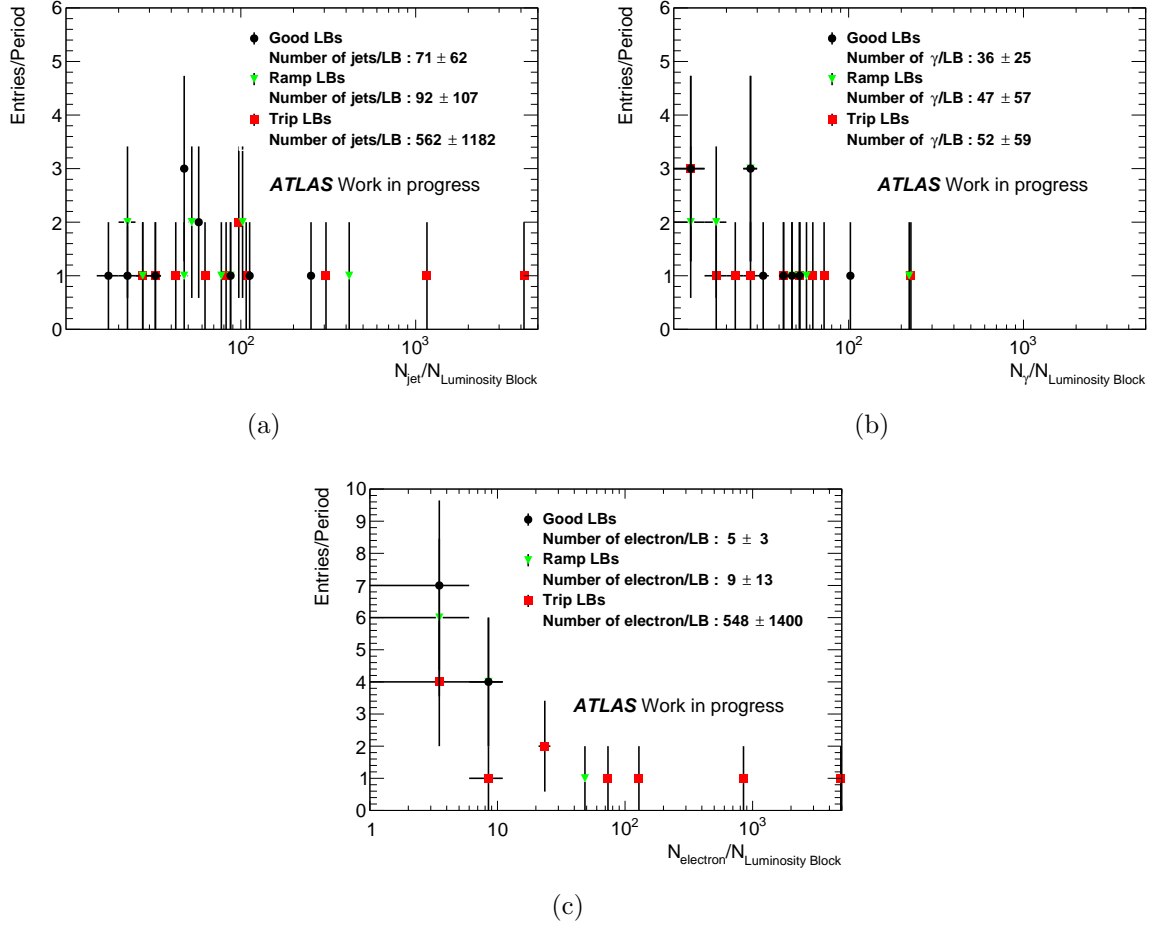


Figure 3.18 – Distribution du taux de jets (a), de photons (b) et d’électrons (c) reconstruits pour les différents types de blocs de luminosité, par période pour les données 2011 de la stream *CosmicCalo*.

par événement pour chaque type de bloc de luminosité se trouvent dans le tableau 3.4.

Objet	Catégorie de LB		
	Good	Ramp	Trip
Jets	6.8 ± 0.4	6.8 ± 0.3	7.0 ± 0.6
Photons	1.2 ± 0.1	1.2 ± 0.1	1.7 ± 0.2

Table 3.4 – Taux d’objets reconstruits par événement pour les trois catégories de bloc de luminosité des données de 2011 analysées (voir texte) de la stream *JetTauEtm*iss.

On remarque que dans la *stream* de physique, l’effet de la variation de la haute tension est dilué puisque le taux de reconstruction des objets est compatibles entre les trois types de blocs de luminosité. Après application des critères d’identification, 99.4% des jets ne sont pas rejetés par l’algorithme *LooserBadJet* dans les catégories LB Good et LB

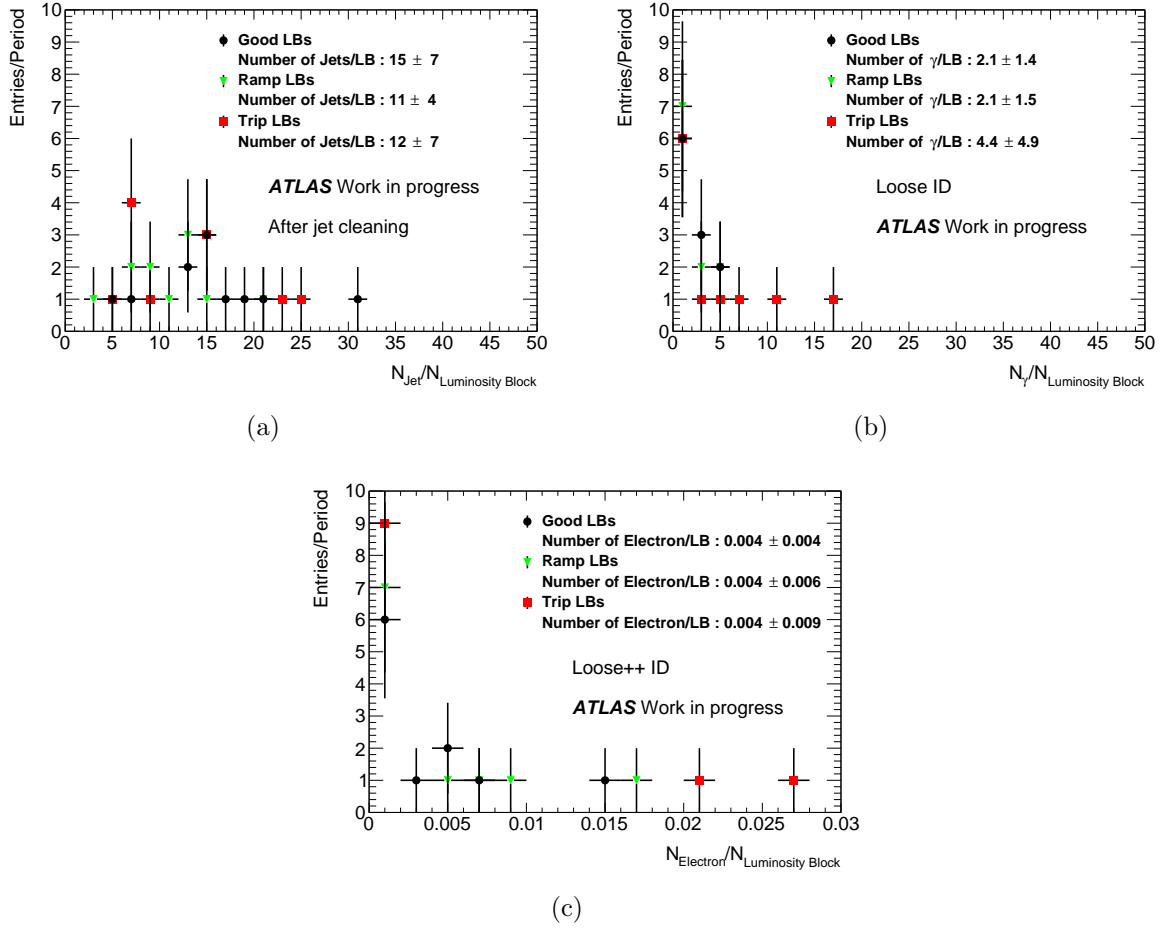


Figure 3.19 – Distribution du nombre de jets (a) après avoir rejeté les événements contenant des mauvais jets (identifiés avec l'algorithme *LooserBadJets*), de photons (b) passant les critères d'identification *Loose* et d'électrons (c) passant les critères d'identification *Loose* pour les différents types de blocs de luminosité et par période pour les données 2011 de la stream *CosmicCalo*.

Ramp contre 95.5% dans la catégorie LB Trip, ramenant le taux à 6.7 jets par événement reconstruits et non identifiés comme *LooserBadJet* pour toute les catégories de bloc de luminosité. Dans le cas des photons, 9.6% passent les critères d'identification *Loose* dans les catégories LB Good et LB Ramp et 9.4% dans les LB Trip.

On conclut que les performances de reconstruction des objets et les critères d'identification sont conservés dans les périodes *HV Ramp* lors des collisions.

3.3.3.3 Contrôle de la reconstruction de l'énergie transverse manquante

Afin de mesurer l'énergie des particules traversant les calorimètres sans interagir, comme par exemple les neutrinos, on définit l'énergie transverse manquante \vec{E}_{Tmiss} . L'énergie transverse dans chaque événement est conservée ainsi l'énergie des objets physiques

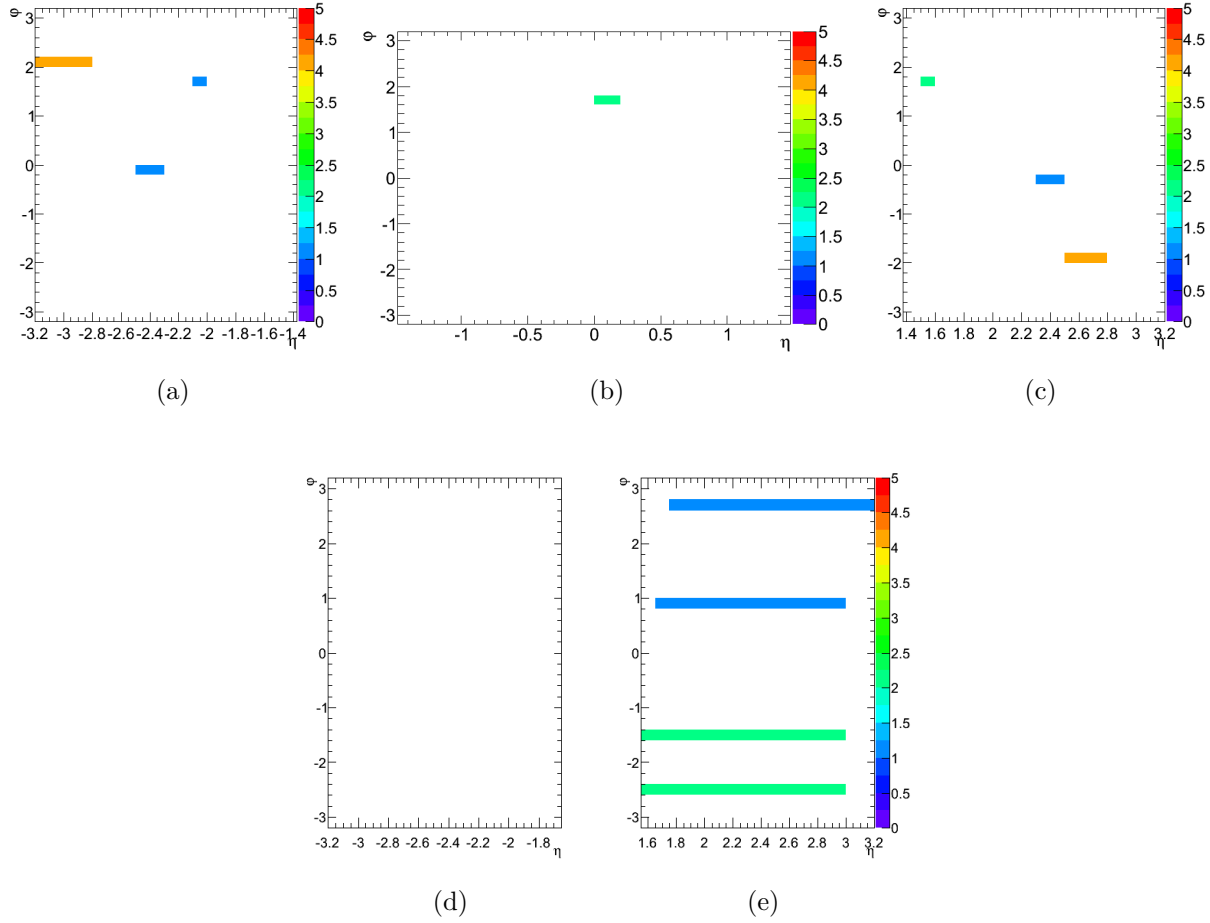


Figure 3.20 – Répartition en $\eta \times \phi$ des trips étudiés dans les données prises en 2011 dans la stream *JetTauEtmis*, de toutes les parties à l'exception des pré-échantillonneur. Les figures (a), (b), (c), (d), (e) correspondent respectivement aux parties EMECC, EMB, EMECA, HECC, HECA.

E_T^{physic} définie par des *topoclusters* est sommée dans le plan transverse [84] et finalement :

$$\vec{E}_{Tmiss} = - \sum \vec{E}_{Tphysic}$$

L'énergie transverse manquante est une variable sensible aux problèmes liés aux calorimètres à argon liquide. La queue de la distribution de E_{Tmiss} peut être utilisée pour contrôler leur fonctionnement. De plus, un bon contrôle de la queue de la distribution de l'énergie transverse manquante est nécessaire pour les analyses de recherche de nouvelle physique où une grande énergie transverse manquante est attendue [88].

Afin de vérifier que la reconstruction de l'énergie transverse manquante durant les périodes de *HV Ramp* n'est pas affectée, j'ai comparé sa distribution dans les trois types de blocs de luminosité pour les données de la *stream* de physique étudiée précédemment.

On peut voir dans la figure 3.21 les distributions de l'énergie transverse manquante, dans les 3 types de blocs de luminosité, avant et après avoir rejeté les événements conte-

nant des mauvais jets. On remarque que la distribution a une grande queue à haute énergie lorsque l'état de la haute tension est *HV Trip*. Cette queue de distribution est diminuée lorsque les événements contenant des mauvais jets sont rejetés. D'autre part, on remarque que les événements contenus dans les blocs de luminosité LB Ramp et LB Good se comportent de la même manière vis à vis de la variable E_{Tmiss} .

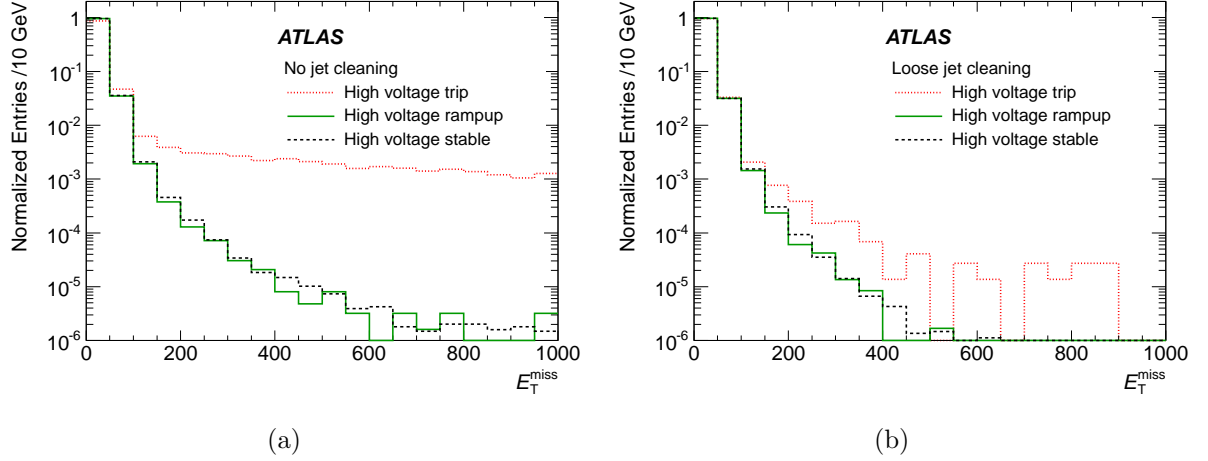


Figure 3.21 – Distributions de l'énergie transverse manquante mesurée dans les données de 2011 analysées (voir texte) de la stream de physique *JetTauEtmis*s pour les trois types de blocs de luminosité avant (a) et après (b) avoir rejeté les événements contenant un mauvais jet identifié par l'algorithme *LooserBadJets* [70].

3.3.4 Étude HV Trip des nouveaux modules haute tension

Une nouvelle génération de modules haute tension a été développée pour être installée dans les régions les plus affectées par les *HV Trip*. Les premiers ont été installés durant 2011 et 2012, puis durant l'arrêt technique 2013-2015 [87].

Ces nouveaux modules haute tension permettent de maintenir l'intensité d'une ligne haute tension constante indépendamment des autres lignes reliées au module. Cette nouvelle génération de modules évite les *HV Trip* après le claquage d'une ligne haute tension. Ceci est dû au fait que lorsque une charge d'ionisation importante s'accumule autour d'une électrode, la ligne haute tension passe d'un mode tension à un mode régulation de courant permettant d'ajuster la tension durant quelques millisecondes afin d'injecter l'intensité nécessaire. Afin de valider que les données ne sont pas affectées par une telle injection de courant dans un temps si court, j'ai vérifié leur validité lorsqu'une ligne haute tension alimentée par cette nouvelle génération de module subit un court circuit. Le défaut associé au bloc de luminosité correspondant est *HVTripNewModule*.

Afin de confirmer que la forte injection de courant lors d'un claquage n'a pas d'impact sur la reconstruction des objets et de l'énergie transverse manquante, j'ai étudié les claquages produits au cours du début d'année 2012 dans les streams *CosmicCalo* et *JetTauEtmis*s. Dans cette étude sont seulement considérés les blocs de luminosité dans

lesquels aucun problème n'a eu lieu dans tout le détecteur. On peut voir dans la figure 3.22 la distribution en $\eta \times \phi$ des claquages des nouveaux modules étudiés.

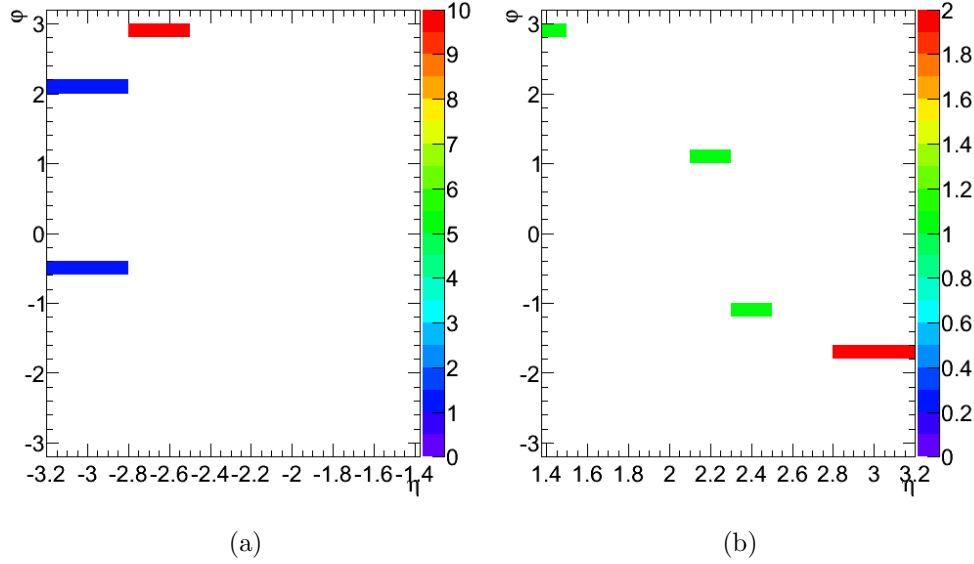


Figure 3.22 – Répartition en $\eta \times \phi$ des claquages du nouveau type de module haute tension dans le EMECC (a) et EMECA (b) pour les données collectées au début de l'année 2012.

Les blocs de luminosité ont été divisés en deux catégories : LB HVtripNewModule et LB Good. Comme pour les études précédentes, les événements se trouvant dans une fenêtre de veto temporel ont été rejetés tout comme ceux se trouvant dans des bloc de luminosité avec des *noise bursts*. Dans le tableau 3.5 se trouve le nombre d'événements sélectionnés dans chaque type de bloc de luminosité. On peut voir dans la figure 3.23 la distribution

Catégorie	LB HVTripNewModule	LB good
Stream CosmicCalo	895	665549
Stream JetTauEtmis	1022493	2497491

Table 3.5 – Nombre d'événements sélectionnés par catégories de bloc de luminosité et par stream pour cette étude.

dans le plan $\eta \times \phi$ des photons et jets reconstruits durant les blocs de luminosité LB HVTripNewModule pour les événements sélectionnés de la *stream CosmicCalo*.

On ne remarque aucun taux anormal d'objets reconstruits dans les régions des court circuits ou ailleurs. De manière plus quantitative, le taux de jets reconstruits par événement durant les LB Good est de 0.18 ± 0.00 alors que pour les LB HVTripNewModule 0.28 ± 0.02 . Ainsi on voit une augmentation de 30% dans la reconstruction de jets. Cependant, les analyses de physique sont protégées de cette effet puisque dans les deux cas 100% des jets sont rejetés par l'algorithme *TightBadJets*. Concernant les photons, 0.13 ± 0.00 (0.20 ± 0.02)

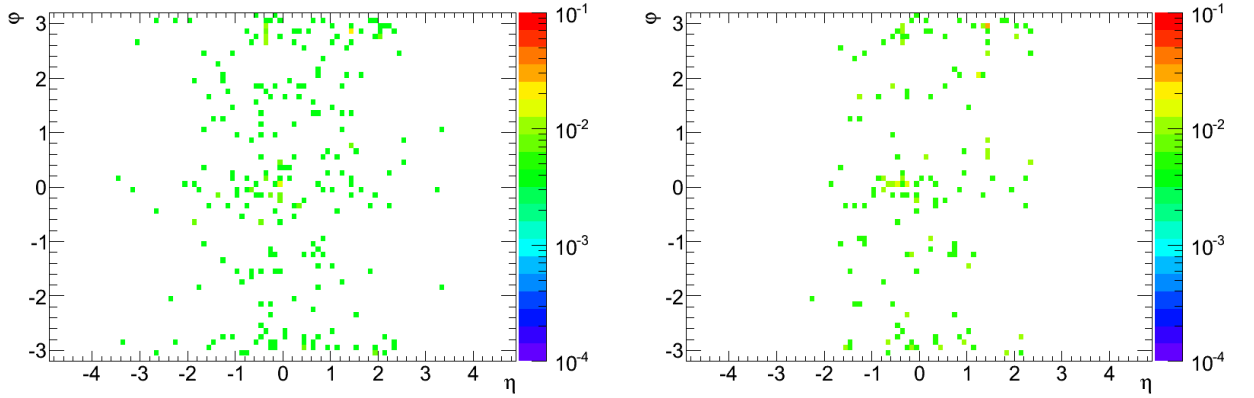


Figure 3.23 – A gauche (droite) le nombre de jets (photons) reconstruits durant les blocs de luminosité *HVTripNewModule* sélectionnés dans la *stream CosmicCalo* des données collectées au début de l'année 2012.

sont reconstruits par événement pour la catégorie LB Good (LB *HVTripNewModule*) dont 9.2% (7.9%) passent le critère d'identification Loose. On constate donc que $\sim 30\%$ plus de photons sont identifiés dans la catégorie LB *HVTripNewModule* par rapport à LB Good après identification Loose. Cependant, La même étude a été menée sur les événements de la *stream JetTauEtmiss* et cet effet est dilué par les collisions, puisque des taux d'objets compatibles entre les deux types de blocs de luminosité ont été constatés. De plus, la reconstruction de l'énergie transverse manquante dans les deux types de bloc de luminosité est en accord comme on peut le voir dans la figure 3.24 où les événements contenant un mauvais jet ont été rejetés.

3.3.5 Conclusion

L'effet de la variation de la haute tension, pendant les périodes *HV Ramp*, sur la qualité des données a été étudié en suivant deux stratégies. La première, consistant à faire varier artificiellement les lignes haute tension. La seconde s'est basée sur l'ensemble des Trips qui ont eu lieu durant l'année 2011. Dans les deux cas, l'analyse des données de la *stream CosmicCalo*, sensibles au bruit instrumental, a permis de vérifier le taux d'objets reconstruits et d'étudier les performances des critères d'identification des objets utilisés dans les analyses de physique. Cependant, cette *stream* souffre d'un faible nombre d'objets reconstruits. D'autre part, l'analyse des données provenant de la *stream* de physique *JetTauEtmiss*, a permis de vérifier l'impact direct de cette variation de la haute tension, dans des données de collision utilisés dans les analyses de physique.

Ces deux études ont montré que, durant les périodes *HV Trip* les données sont largement affectées par des bruits dans les calorimètres à argon liquide augmentant le taux d'objets reconstruits dans la *stream CosmicCalo*. En plus, ce défaut affecte la reconstruction d'énergie transverse manquante dans les données de la *stream* de physique *JetTauEtmiss*.

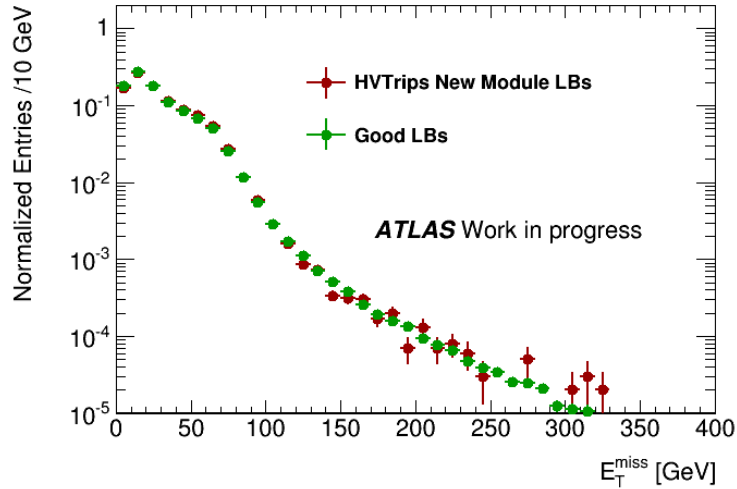


Figure 3.24 – Distribution de l'énergie transverse manquante des événements de chaque type de bloc de luminosité après avoir rejeté les événements contenant un mauvais jet pour les données de la stream CosmicCalo collectées au début de l'année 2012.

D'autre part, la reconstruction des objets par les calorimètres, pendant les périodes *HV Ramp*, est conservée par rapport aux périodes stables. Le taux de reconstruction des différents objets comme les électrons, les jets et les photons est compatible avec celui observé lors des périodes avec un fonctionnement nominal de la haute tension. La distribution d'énergie transverse manquante, très sensible aux problèmes du détecteur, se comporte aussi de manière similaire sur l'ensemble du spectre.

L'étude des claquages sur les nouveaux modules haute tension montre qu'une telle injection de courant n'affecte, ni la reconstruction des objets, ni la reconstruction de l'énergie transverse manquante dans les données provenant de la *stream* de physique.

Ces études ont permis de valider la stratégie adoptée par ATLAS, consistant à récupérer les données affectées par les *HV Ramp*, pour l'analyse de physique. Ceci représente $\sim 2\%$ des données 2011 et 2012. De plus, la nouvelle génération de module haute tension a été validé permettant de poursuivre leur installation.

3.4 Résumé des performances des calorimètres à argon liquide

Dès les premières années de fonctionnement du LHC, le système des calorimètres à argon liquide a montré d'excellentes performances en maximisant les données utilisables pour l'analyse de physique. De nombreux efforts ont été investis, lors de la prise de données, dans l'amélioration des procédures de traitement des problèmes liés aux systèmes à argon liquide. Ainsi, 98% des données enregistrées durant les années 2011 et 2012 ont été déclarées de bonne qualité pour être analysées par les groupes de physique.

Dans le tableau 3.6, se trouve le détail des sources d'inefficacité liées aux calorimètres

à argon liquide durant les années 2011 et 2012. L'inefficacité a diminué, passant de 3.20 % en 2011 à seulement 0.88% pour l'année 2012. Cette amélioration a été possible grâce à l'introduction de nouveaux procédés plus adaptés aux problèmes rencontrés. Par exemple, la création d'une nouvelle chaîne de déclenchement au début de l'année 2012 afin de détecter des *noise bursts*. Ceci permettant d'appliquer la procédure de veto temporel au lieu de rejeter l'ensemble du bloc de luminosité affecté. Concernant les *HV Trips*, on remarque une diminution de leur impact de l'année en 2012. Ceci est dû au fait que la luminosité instantanée est restée plus stable durant 2012 que 2011. Et grâce à l'installation des nouveaux types de module haute tension, étudiés dans ce chapitre.

Année	Total	Données corrompues	Information manquante dans la DB	HV Trips	Couverture géométrique	Noise bursts	Canaux bruyants isolés
2011	3.20%	0.04%	0.11%	0.96%	0.70%	1.24%	0.15%
2012	0.88%	0.01%	0.02%	0.46%	0.28%	0.06%	0.05%

Table 3.6 — Résumé de l'inefficacité des calorimètres à argon liquide dans les données de collisions proton-proton des années 2011 et 2012 dûe aux défauts [70].

Chapitre 4

Efficacité de reconstruction des électrons dans les premières données collectées en 2012

Contenu du chapitre

4.1	Introduction	128
4.2	Efficacités de sélection des électrons et méthode Tag and Probe	129
4.2.1	Définition des facteurs d'efficacité des électrons	129
4.2.2	Méthode Tag and Probe pour les mesures d'efficacité	129
4.3	Mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons	131
4.3.1	Données et simulation Monte Carlo	131
4.3.2	Sélection des événements	131
4.3.2.1	Définition des efficacités et méthode de mesure	132
4.3.3	Estimation du bruit de fond et résultats	134
4.3.3.1	Méthode des <i>templates</i>	135
4.3.3.2	Amélioration de l'estimation du bruit de fond	141
4.4	Conclusion	146

4.1 Introduction

Parmi les trois familles de leptons connues, les électrons occupent une place importante au sein de l'expérience ATLAS. Tout comme les muons et les taus, ils font partie de plusieurs états finaux de processus du Modèle Standard dont la production principale vient de la désintégration des bosons Z et W^\pm , où de processus recherché et étudié tel que la désintégration du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$. Contrairement aux leptons taus, les électrons sont des particules stables dont la signature dans le détecteur est la conséquence de son interaction avec celui-ci. D'autre part, les muons sont créés à leur minimum d'ionisation, et par conséquent traverse le détecteur sans presque aucune interaction avec celui-ci, contrairement aux électrons qui dépose la totalité de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. La conception d'ATLAS a été particulièrement orientée afin de permettre une mesure de l'énergie des électrons avec une grande résolution. D'autre part, leur reconstruction et identification sont cruciales dans les analyses de physique contenant des électrons afin de sélectionner les processus avec la plus grande efficacité et pureté.

Le détecteur ATLAS est constitué d'un détecteur interne permettant la mesure de la trace des électrons ainsi que d'un calorimètre électromagnétique mesurant le dépôt électromagnétique issu de la gerbe créée par l'électron en traversant la matière dense qui le compose. La combinaison de ces informations, dont le détail se trouve dans la section 2.5.3.1, permet finalement de reconstruire un électron.

L'identification d'électrons dans les événements est sujette à plusieurs sources de bruit de fond telles que la mauvaise identification d'hadrons, les électrons provenant d'un photon converti proche du point d'interaction, ou les électrons non isolés issus de la désintégration semi-leptonique d'un hadron (comme des mésons B). Afin de sélectionner les électrons isolés issus de la désintégration de boson Z ou W^\pm , des critères d'identification sont appliqués aux électrons reconstruits avec différents niveaux de rejet de bruit de fond et de pureté, selon l'analyse menée. milliseconde

La zone de détection des électrons profitant de la haute précision du calorimètre électromagnétique se limite à $|\eta| < 2.47$, contrainte par la couverture du détecteur interne¹. La mesure de l'efficacité de reconstruction et d'identification des électrons est effectuée dans cette région, en utilisant la méthode *Tag and Probe*, présentée dans la section 4.2.2, dans les données et la simulation Monte Carlo. Pour les électrons à haute énergie ($E_T > 15$ GeV), les processus utilisés sont $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$, $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$ et $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ à basse énergie ($7 < E_T < 15$ GeV)².

Puisque dans les analyses de physique, toutes les mesures sont comparées avec la simulation, on doit corriger les efficacités de reconstruction et d'identification des électrons dans celles-ci afin qu'elles reproduisent celles mesurées dans les données. Le point critique d'une telle mesure repose dans l'estimation du bruit de fond dans les données qui doit être pris en compte.

Durant ma thèse j'ai mesuré les efficacités de reconstruction des électrons des premières

1. Une procédure de reconstruction et d'identification des électrons dans ATLAS existe jusqu'à $\eta = 4.9$, dans cette thèse je me suis concentré sur le cas $|\eta| < 2.47$

2. $m_{Z_{PDG}} = 91.19$ GeV, $m_{W_{PDG}} = 80.4$ GeV, $m_{J/\psi_{PDG}} = 3.1$ GeV [62]

données de 2012 correspondant à une luminosité intégrée de 774 pb^{-1} , en utilisant la méthode des *templates*, décrite dans la section 4.3.3.1, pour l'estimation du bruit de fond. Ces résultats ont été utilisés dans le cadre de l'analyse $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, qui a participé à la découverte du boson de Higgs [8]. La méthode utilisée sur des électrons de haute énergie ($E_T > 15 \text{ GeV}$) en utilisant le processus $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ a été développée au sein du CPPM [89] dans le but d'extraire des facteurs de correction de la simulation Monte Carlo. Ensuite, j'ai participé à l'amélioration de la méthode d'estimation du bruit de fond pour la mesure des efficacités effectuée sur l'ensemble des données collectées en 2012 correspondant à une luminosité intégrée de 20.3 fb^{-1} . Ces améliorations et résultats sont présentés dans la section 4.3.3.2.

4.2 Efficacités de sélection des électrons et méthode Tag and Probe

4.2.1 Définition des facteurs d'efficacité des électrons

Avant de mesurer un paramètre absolu, comme par exemple la section efficace d'un processus contenant des électrons dans l'état final, les inefficacités dues à l'instrumentation, aux algorithmes de reconstruction et d'identification des électrons doivent être connus.

La probabilité, ϵ_e , de sélectionner un électron traversant le détecteur ATLAS peut être factorisée par différentes sources d'inefficacités [68] :

$$\epsilon_e = \epsilon_{amas} \times \epsilon_{reco} \times \epsilon_{id} \times \epsilon_{decl} \times \epsilon_{add} \quad (4.1)$$

où les différents termes sont définis comme suivant.

- La reconstruction d'un électron est séparée en deux étapes : La reconstruction des amas de dépôt d'énergie et la reconstruction suivi de l'association des traces de bonne qualité dans la région d'intérêt autour de l'amas. Ainsi on peut définir deux sources d'inefficacité : de reconstruction de l'amas ϵ_{amas} et ϵ_{reco} regroupant la reconstruction de traces et l'association de celle-ci à l'amas.
- L'efficacité ϵ_{id} de l'électron de passer le critère d'identification.
- L'efficacité ϵ_{decl} est définie comme la probabilité d'un électron de passer la chaîne de déclenchement. Plusieurs critères moins stricts que la reconstruction et l'identification hors-ligne ou des critères d'isolation sont requis.
- Chaque analyse contenant des électrons applique des critères de sélection additionnels propres au processus étudié. Par exemple des critères d'isolation sont appliqués sur les électrons et muons pour la sélection des candidats $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$. Ces critères additionnels ont une efficacité ϵ_{add} mesurée par le groupe de physique.

4.2.2 Méthode Tag and Probe pour les mesures d'efficacité

Afin de mesurer l'efficacité de reconstruction des électrons, j'ai utilisé la méthode *Tag and Probe*. Celle-ci permet de mesurer l'efficacité d'une coupure sur un objet physique,

directement à partir des données. Ces mesures permettent de comparer l'efficacité réelle à celle mesurée dans la simulation Monte Carlo afin de valider la modélisation du détecteur, des processus physiques et de la réponse du détecteur. Des corrections sont finalement appliquées à la simulation afin de reproduire le comportement observé dans les données.

La difficulté d'une telle mesure dans les données repose sur la méconnaissance de l'origine des objets reconstruits sur lesquels les efficacités sont mesurées. La méthode *Tag and Probe* consiste à sélectionner avec une grande pureté des processus connus dans les données, contenant un grand nombre d'objets, appelé *probe*, utilisés pour la mesure. Des coupures très strictes sur un objet appelé *tag* et sur la topologie de l'événement permettent de sélectionner le processus recherché. Des coupures très peu contraignantes sont appliquées sur le *probe* afin de ne pas biaiser l'échantillon pour la mesure de l'efficacité. De cette manière l'efficacité ϵ_{cut} de la coupure à mesurer revient à la simple formule :

$$\epsilon_{cut} = \frac{N_{probe,pass}}{N_{probe}} \quad (4.2)$$

où $N_{probe,pass}$ est le nombre d'objets qui passent la coupure parmi le nombre total d'objets sélectionnés N_{probe} .

Malgré les coupures strictes sur la topologie de l'événement et sur le *tag*, une composante de bruit de fond peut polluer l'échantillon et donc biaiser la mesure. Le bruit de fond est estimé et soustrait au numérateur et au dénominateur de la formule précédente. Le défi de la méthode *Tag and Probe*, pour la mesure de l'efficacité d'une coupure, repose sur la méthode d'estimation des différents bruits de fond³. Finalement l'efficacité ϵ_{cut} de la coupure à mesurer devient :

$$\epsilon_{cut} = \frac{N_{probe,pass} - N_{probe,pass}^{bkg}}{N_{probe} - N_{probe}^{bkg}}$$

Au sein du groupe de performance des électrons et des photons d'ATLAS la méthode *Tag and Probe* est largement utilisée. Elle permet de sélectionner une large statistique d'électrons isolés non biaisés en utilisant les processus chandelles bien connus : $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$, $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$ et $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Pour la mesure de l'efficacité d'identification des électrons, une combinaison des résultats provenant des trois processus est effectuée [76]. Ainsi les résultats sont validés dans les zones de recouvrement en énergie et ceux utilisant des événements du processus $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ permettent d'effectuer les mesures d'efficacité pour des électrons de basse énergie jusqu'à 7 GeV. D'autre part, la mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons utilise uniquement le processus $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$. Les canaux $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$ et $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ ne sont pas exploitables dans ce cas, car ils ne permettent pas de sélectionner un signal clair due à la quantité trop importante de bruit de fond.

3. Dans ce chapitre sont présentées deux d'entre elles utilisées dans le cadre de la mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons

4.3 Mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons

4.3.1 Données et simulation Monte Carlo

Dans cette section sont présentées les mesures d'efficacité de reconstruction dans les premières données de 2012, plus précisément pour la période A enregistrée par ATLAS durant les collisions proton–proton du LHC.

Une validation des résultats a été faite sur les données allant de la période A à la période D. Les luminosités intégrées enregistrées par le détecteur ATLAS correspondantes à chacune de ces périodes se trouvent dans le tableau 2.5. Après sélection des données de bonne qualité, les luminosités intégrées respectives pour les périodes A et A-D correspondent à $L_{int} = 774 \text{ pb}^{-1}$ et $\sim 10 \text{ fb}^{-1}$.

Les résultats obtenus à partir des données sont comparés à ceux obtenus à partir d'événements simulés de processus Drell-Yan $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ générés avec POWHEG [90]. L'hadronisation et le développement de la gerbe provenant des partons, les désintégrations des particules non stables et les événements sous-jacents sont modélisés dans PYTHIA [91]. Finalement l'effet du passage des événements générés, dans le détecteur ATLAS est simulé par GEANT4 [79].

La simulation Monte Carlo doit idéalement reproduire les mêmes conditions que celles des données, c'est pourquoi les corrections discutées dans la section 2.6.2 sont appliquées.

4.3.2 Sélection des événements

L'efficacité de reconstruction des électrons est définie comme le rapport entre le nombre d'électrons reconstruits et le nombre d'amas provenant d'un électron. Or, on a vu dans la section 2.5.3.1 que les amas n'ayant été associés à aucune trace sont considérés comme des photons. Ainsi, le dénominateur correspond à la somme des amas des électrons et des photons. Parmi les photons, seuls ceux non convertis nous intéressent.

Pour la mesure d'efficacité, des événements $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ sont sélectionnés offrant des électrons d'une gamme d'énergie transverse allant de 15 à 50 GeV. En effet ce processus fournit un échantillon avec une grande pureté en électrons isolés dans ces gammes d'énergie. Dans la figure 4.1(b) se trouve la distribution de l'impulsion transverse des électrons provenant de la désintégration d'un boson Z, sélectionnées dans les données de 2011 avec des coupures strictes (deux électrons satisfaisant $E_T > 20 \text{ GeV}$ de charges opposés et dont la masse reconstruite est comprise dans une fenêtre de 15 GeV autour de la masse d'un boson Z). De plus, la distribution des électrons additionnels aux candidats boson Z est présentée, dont la composition provient essentiellement de jets de hadrons mal identifiés comme des électrons. On remarque que les candidats électrons additionnels sont de basse énergie alors que l'énergie des candidats électrons issus de la désintégration de boson Z se répartit de 20 GeV à 50 GeV.

Les événements passant la chaîne de déclenchement dont la condition est la présence d'un électron d'énergie transverse minimum de 24 GeV et satisfaisant les critères d'iden-

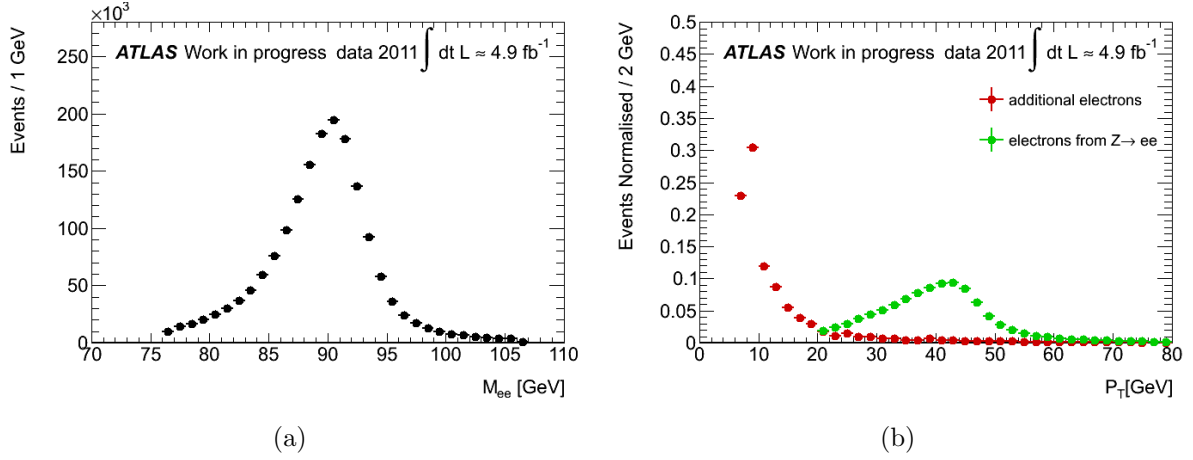


Figure 4.1 – (a) Distribution de la masse invariante reconstruite de paires d’électrons de signe opposé (à gauche). (b) Distribution de l’énergie transverse des électrons appartenant au boson Z reconstruit et des électrons additionnels du même événement. Ces distributions utilisent les données enregistrées en 2011.

tification Medium++⁴ [76] sont sélectionnés.

Les objets tag sont définis comme des électrons satisfaisant $E_T > 25$ GeV. Ils doivent passer les critères d’identification Medium++ et être à l’origine du déclenchement de l’événement. Pour cela on vérifie qu’ils correspondent à l’objet déclencheur, en demandant qu’il se trouve proche de celui-ci dans un cône de $\Delta R < 0.15$. De plus, les tags sont sélectionnés dans la zone de précision du calorimètre électromagnétique $|\eta| < 2.47$ et en dehors de la région appelée *crack* correspondant à la transition entre le calorimètre tonneau et la partie bouchon, qui se situe dans les régions de pseudo rapidité $1.37 < |\eta| < 1.52$. Cette région est problématique pour la reconstruction des objets électromagnétique due au manque d’instrumentation et à la quantité de matière importante notamment du câblage.

Les amas probes satisfont $E_T > 15$ GeV et $|\eta| < 2.47$. Aucun critère sur la charge du tag et du probe est appliqué, puisque la charge des candidats reconstruits comme des photons n’est pas reconstruite.

Sur les 774 pb^{-1} de données analysées, ~ 1 million de paires de tag et probe, avec $15 \leq p_{T,probe} \leq 50$ GeV, sont sélectionnées en considérant les deux combinaisons lorsque c’est possible permettant de d’augmenter la statistique disponible et évitant de biaiser la mesure par la sélection d’une paire de tag et probe particulière.

4.3.2.1 Définition des efficacités et méthode de mesure

Chaque facteur d’efficacité de la formule 4.1 est mesuré séparément. L’efficacité des algorithmes de reconstruction est mesurée à partir des amas reconstruits, l’efficacité d’identification ou des critères additionnels est mesurée à partir des électrons reconstruits et finalement l’efficacité de déclenchement est mesurée à partir des électrons reconstruits

4. Plusieurs niveaux d’identification existe. Le niveau Medium++ est l’un d’entre eux permettant une grande pureté.

passant les critères d'identification. Ma contribution s'est concentré sur la mesure du second facteur de la formule, qui représente l'efficacité de reconstruction des électrons.

La mesure d'efficacité d'identification des électrons utilisant le processus $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, utilise des critères de qualité sur les traces, qui seront dénotés dans les efficacités par Trk_Q , demandant au moins un point d'impact dans le détecteur à pixels et sept au total dans les détecteurs à silicium, dans le but de rejeter des bruits de fond.

La mesure d'efficacité d'identification utilisant le processus $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$, utilise une coupure sur l'isolation comme variable discriminante au dénominateur. Cependant la variable R_{had} ⁵ (définie dans le tableau 2.7) fait partie des critères d'identification et est fortement corrélée à l'isolation. Afin d'avoir une mesure non biaisée de l'efficacité d'identification, l'efficacité de la coupure sur R_{had} est exclue en appliquant cette dernière aussi au numérateur. Pour ces raisons, j'ai mesuré l'efficacité de reconstruction des électrons en incluant les critères de qualité des traces et la coupure sur R_{had} . Les trois efficacités suivantes ont été mesurées :

- l'efficacité de reconstruction des électrons ϵ_{reco} définie comme :

$$\epsilon_{reco} = \frac{N_{probe,reco}^{Signal}}{N_{probe,reco}^{Signal} + N_{probe,\overline{reco}}^{Signal}} = \frac{N_{probe,reco} - N_{probe,reco}^{Background}}{N_{probe,reco} + N_{probe,\overline{reco}} - N_{probe}^{Background}} \quad (4.3)$$

où $N_{probe,reco}^{Signal}$ est le nombre de probes provenant d'électrons reconstruits et $N_{probe,\overline{reco}}^{Signal}$ est le nombre de probes provenant d'électrons n'ayant pas été reconstruits. Dans la simulation Monte Carlo on s'assure de sélectionner de vrais électrons en associant l'objet probe à un vrai électron dans un cône de $\Delta R < 0.1$. Cependant dans les données ceci n'est pas possible car la provenance d'un objet reconstruit n'est pas connue de manière absolue. Il faut alors effectuer une estimation du bruit de fond du numérateur $N_{probe,reco}^{Background}$ et du dénominateur $N_{probe}^{Background}$ et soustraire ces contributions au nombre total de probes sélectionnés $N_{probe,reco} + N_{probe,\overline{reco}}$ et au nombre total de probes ayant été reconstruit $N_{probe,reco}$.

- l'efficacité de reconstruction des électrons dont la trace associée passe les critères de qualité ϵ_{reco,Trk_Q} est définie comme :

$$\epsilon_{reco,Trk_Q} = \frac{N_{probe,reco,Trk_Q}^{Signal}}{N_{probe,reco}^{Signal} + N_{probe,\overline{reco}}^{Signal}} = \frac{N_{probe,reco,Trk_Q} - N_{probe,reco,Trk_Q}^{Background}}{N_{probe,reco} + N_{probe,\overline{reco}} - N_{probe}^{Background}} \quad (4.4)$$

où $N_{probe,reco,Trk_Q}^{Signal}$ et $N_{probe,reco,Trk_Q}$ sont respectivement le nombre de probes passant les critères de qualité de la trace parmi $N_{probe,reco}^{Signal}$ et $N_{probe,reco}$, et avec $N_{probe,reco,Trk_Q}^{Background}$ le bruit de fond à soustraire dans les données au numérateur.

- finalement l'efficacité de reconstruction d'électron dont la trace associée passe les critères de qualité et l'amas d'énergie vérifie la coupure R_{had} $\epsilon_{reco,Trk_Q,R_{had}}$ est

5. La coupure sur la variable R_{had} requiert que la fraction d'énergie transverse mesuré dans le calorimètre électromagnétique contienne 99% de l'énergie de l'électron (ou que au plus 1% soit déposée dans le calorimètre hadronique).

définie comme :

$$\epsilon_{reco, Trk_Q, R_{had}} = \frac{N_{probe, reco, Trk_Q, R_{had}}^{Signal}}{N_{probe, reco}^{Signal} + N_{probe, \overline{reco}}^{Signal}} = \frac{N_{probe, reco, Trk_Q, R_{had}} - N_{probe, reco, Trk_Q, R_{had}}^{Background}}{N_{probe, reco} + N_{probe, \overline{reco}} - N_{probe}^{Background}} \quad (4.5)$$

où $N_{probe, reco, Trk_Q, R_{had}}^{Signal}$ et $N_{probe, reco, Trk_Q, R_{had}}$ sont respectivement, le nombre de probes passant la coupure R_{had} parmi $N_{probe, reco, Trk_Q}^{Signal}$ et $N_{probe, reco, Trk_Q}$. $N_{probe, reco, Trk_Q, R_{had}}^{Background}$ représente le nombre de bruit de fond à soustraire dans les données au numérateur.

Puisque l'interaction d'un électron à travers le détecteur est différente selon la quantité de matière traversée et selon son énergie, les mesures d'efficacité sont effectuées en deux dimensions par tranches d'énergie transverse p_T et pseudo-rapidity η du probe. Dans les tableaux 4.1 et 4.2 se trouvent les limites de la granularité utilisée pour les résultats présentés dans ce chapitre. Dans le cadre de la mesure des efficacités de reconstruction des électrons en sélectionnant des événements $Z \rightarrow e^+e^-$, la mesure est effectuée pour des électrons ayant une énergie minimal de 15 GeV. Pour des énergies plus basse, la contamination du bruit de fond est trop importante et pas bien contrôlé. Deux granularités en η sont présentées selon la statistique disponible dans la tranche d'énergie transverse en question.

Granularité du probe en p_T [GeV] (6 tranches)					
15-20	20-25	25-30	30-35	40-45	45-50

Table 4.1 – Tranches d'énergie transverse dans lesquelles les efficacités de reconstruction des électrons sont mesurées.

Granularité en η du probe : <i>coarse</i> (11 tranches)											
-2.47	-2.01	-1.52	-1.37	-0.8	-0.1	0.1	0.8	1.37	1.52	2.01	2.47
Granularité en $ \eta $ du probe : <i>middle</i> 20 tranches)											
0	0.1	0.6	0.8	1.15	1.37	1.52	1.81	2.01	1.37	2.47	-

Table 4.2 – Tranches de pseudo rapidité dans lesquelles les efficacités de reconstruction des électrons sont mesurées.

4.3.3 Estimation du bruit de fond et résultats

La simulation Monte Carlo utilisée pour la comparaison avec les données ne contient que du signal puisque le processus simulé est $Z \rightarrow e^+e^-$. Cependant dans les données le bruit de fond doit être estimé et soustrait au numérateur et dénominateur avant le calcul d'efficacité. La méthode présentée, dite méthode des *templates*, est celle qui a été retenue pour la mesure des efficacités sur les données 2012 pour les résultats de la découverte

du boson de Higgs présentés le 4 Juillet 2012 au CERN [37] et dans les autres résultats des analyses de physique présentés à la conférence ICHEP à Melbourne en Juillet 2012. Ensuite une amélioration de cette méthode est proposée et discutée sur la base de celle apportée sur les données de 2011 [68].

La variable discriminante utilisée dans cette analyse est la masse invariante des paires tag et probe sélectionnées. En effet cette variable permet de sélectionner une fraction d'événements avec un rapport de signal sur bruit maximal autour de la résonance du boson Z. Plus précisément une fenêtre autour de la masse du Z a été définie $80 < M_{tag,probe} < 100$ GeV afin d'obtenir par intégration le nombre de probes au dénominateur et au numérateur dans les formules 4.3, 4.4 et 4.5.

4.3.3.1 Méthode des *templates*

Des modèles de bruit de fond ou *templates* sont utilisés afin d'estimer leurs différentes contributions au numérateur et au dénominateur. La forme de la distribution de masse invariante est définie par des événements sélectionnés dans les données, enrichis en bruit de fond.

Les distributions sont normalisées dans les queues de distributions des données à haute masse $120 < m_{tag,probe} < 250$ GeV, qui ne contiennent plus que du bruit de fond. Cependant une faible contamination d'événements signal persiste et doit être soustraite. Cette contribution est estimée dans la simulation Monte Carlo $Z \rightarrow e^+e^-$ en sélectionnant les événements qui passent les différents critères de sélection décrits par la suite. Cette estimation dans la simulation Monte Carlo est normalisée dans la région du pic de résonance du boson Z par le rapport du nombre de probes passant le critère d'identification le plus strict (*tight*) dans les données et dans la simulation Monte Carlo $N_{data}^{tight}/N_{MC}^{tight}$.

Plusieurs *templates* ont été testés afin de choisir ceux utilisés dans cette mesure. Le choix s'est basé sur un compromis entre un bon accord entre les données et le modèle en dehors de la région du pic de résonance du boson Z et une contamination minimale du signal dans le modèle dans la région du pic. Les sept *templates* utilisés pour la mesure du bruit de fond sont définis comme suivant :

- Trois *templates* pour l'estimation du bruit de fond du dénominateur $\rightarrow N_{probe}^{Background}$: les probes reconstruits comme des électrons, de même signe que le tag et ne passant pas le critère d'identification *loose* ou *medium* sont sélectionnés. Ces *templates* sont respectivement appelés *SS!loose* et *SS!medium*. Pour l'estimation du bruit de fond au dénominateur le *template SS!loose* est additionné aux distributions des tags et probes dont le probe provient d'un photon ne passant pas le critère d'identification *loose*. Ces événements sont pondérés par un facteur 0.5⁶. Ce *template* est appelé *SS!loosePhoton*.
- Deux *templates* de bruit de fond pour le numérateur passant les critères de qualité des traces $\rightarrow N_{probe,reco,TrkQ}^{Background}$: on sélectionne les *templates SS!loose* et *SS!medium* dont la trace du probe vérifie les critères de qualité de trace. Ces modèles sont appelés : *SS!loose + TrkQ* et *SS!medium + TrkQ*

6. Afin de respecter le fait de prendre en compte uniquement la composante de même signe avec le tag dans le cas des électrons.

- Deux *templates* de bruit de fond du numérateur passant les critères de qualité des traces et dont l'amas passe la coupure $R_{had} \rightarrow N_{probe, reco, TrkQ, R_{had}}^{Background}$: on sélectionne les *templates* $SS!loose + TrkQ$ et $SS!medium + TrkQ$ dont l'amas passe la coupure R_{had} . Ces *templates* sont appelés : $SS!loose + TrkQ + R_{had}$ et $SS!medium + TrkQ + R_{had}$.

On peut voir dans la figure 4.2 les distributions de la masse invariante des paires tag et probe du dénominateur pour chaque tranche d'énergie pour laquelle l'efficacité est calculée. On remarque que plus le probe est énergétique moins le bruit de fond contamine le lot de probe sélectionné.

Valeur centrale et incertitudes

Les variations suivantes sont effectuées afin de calculer l'efficacité centrale et son incertitude systématique pour plusieurs tranches d'énergie et de pseudo-rapidité du probe :

- Les conditions imposées au tag (5 variations) :
 - passe l'identification *medium++* et passe la coupure d'isolation calorimétrique absolue $\sum E_T^{\Delta R < 0.4} < 5 \text{ GeV}$,
 - passe l'identification *tight++*,
 - passe l'identification *tight++* et passe la coupure d'isolation calorimétrique absolue $\sum E_T^{\Delta R < 0.4} < 5 \text{ GeV}$,
 - passe l'identification *tight++* et passe la coupure d'isolation calorimétrique relative $\frac{\sum E_T^{\Delta R < 0.3}}{E_T} < 0.03$ et passe la coupure d'isolation de trace relative $\frac{\sum P_T^{\Delta R < 0.4}}{E_T} < 0.03$ plus une coupure sur la signifiante du paramètre d'impact $|\frac{d_0}{\sigma_{d_0}}| < 3$ plus $|z_0| < 1$.
 - passe l'identification *tight++* et passe la coupure d'isolation calorimétrique relative $\frac{\sum E_T^{\Delta R < 0.3}}{E_T} < 0.03$ et passe la coupure d'isolation de trace relative $\frac{\sum P_T^{\Delta R < 0.4}}{E_T} < 0.05$.
- La fenêtre de masse dans laquelle le signal est intégré (3 variations) :
 - $75 < M_{tag, probe} < 105 \text{ GeV}$,
 - $80 < M_{tag, probe} < 100 \text{ GeV}$,
 - $85 < M_{tag, probe} < 95 \text{ GeV}$,
- les modèles de bruit de fond utilisés pour le dénominateur (3 variations)
- les modèles de bruit de fond utilisés pour le numérateur (2 variations) présentés au début de la section 4.3.3.1

Pour chaque tranche $E_T \times \eta$, un total de $N_{var} = 90$ valeurs d'efficacité, est mesuré en effectuant l'ensemble des variations. Les valeurs centrales utilisées dans chaque tranche $\epsilon(E_T, \eta)$ sont calculées comme la moyenne des résultats :

$$\epsilon(E_T, \eta) = \frac{1}{N_{var}} \sum_{i=1}^{N_{var}} \epsilon_i(E_T, \eta)$$

Les erreurs statistiques liées à la mesure d'efficacité des équations 4.3, 4.4, 4.5 sont mesurées en utilisant la formule standard de propagation des erreurs statistiques du premier ordre. Plus de détails sur le calcul des erreurs statistiques se trouvent dans la note [76].

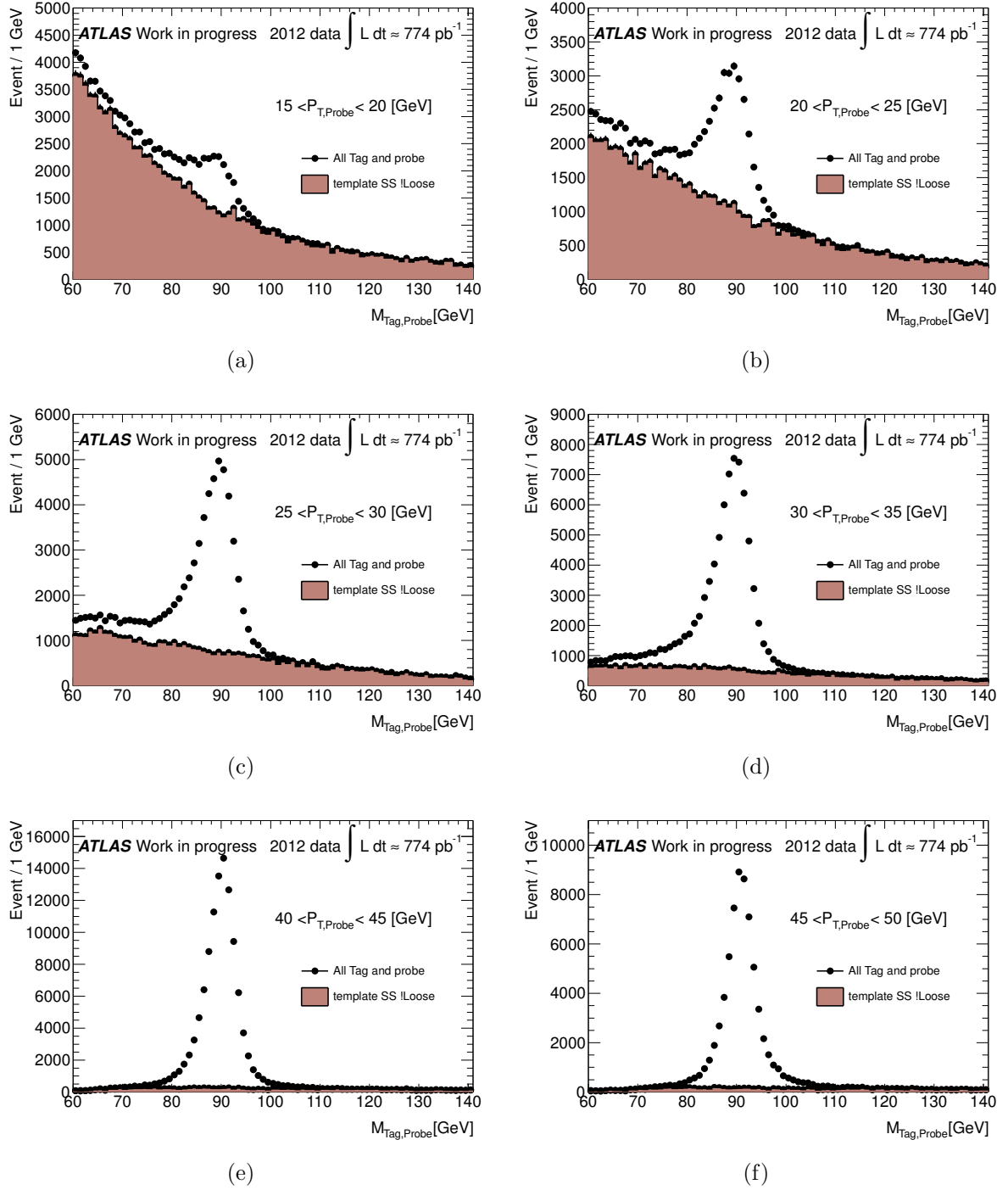


Figure 4.2 – Distributions de la masse invariante des paires tag et probe pour les différentes tranches d'énergie transverse du probe $[15,20]$, $[20,25]$, $[25,30]$, $[30,35]$, $[40,45]$, $[45,50]$ GeV respectivement (a), (b), (c), (d), (e), (f), sélectionnés au dénominateur dans les données et template SS !loose après normalisation.

La source principale d'incertitude systématique sur la mesure d'efficacité provient de la validité du modèle de bruit de fond choisi et de sa normalisation. Les variations présentées ci-haut permettent de varier le niveau de bruit de fond de manière importante, et ainsi de juger la robustesse de l'estimation du bruit de fond par le niveau de stabilité de l'efficacité mesurée. L'estimation de l'erreur systématique liée au modèle de bruit de fond utilisé est obtenue à partir de l'écart-type des mesures pour les 90 variations.

Plus de détails sur les incertitudes statistiques et systématiques de la mesure d'efficacité de reconstruction des électrons se trouvent dans la référence [89].

Résultats et interprétation des mesures

Dans la figure 4.3 se trouvent les efficacités de reconstruction des électrons et des critères de qualité de traces $\epsilon_{reco,TrkQ}$ en fonction de sa pseudo-rapacité η pour les différentes tranches en p_T du probe mesurées dans les périodes A à D des données 2012 et dans la simulation Monte Carlo.

Pour les probes de grande impulsion, avec $p_T > 30$ GeV, l'efficacité $\epsilon_{reco,TrkQ}$ est stable dans une fenêtre de $\pm 3\%$ sur l'ensemble de la couverture en pseudo-rapacité, $\eta < 2.47$, utilisée pour cette mesure. Les incertitudes statistiques et systématiques sont inférieures à 1%. De plus, dans cette même gamme d'énergie, les mesures dans les données sont en bon accord avec celles effectuées dans la simulation Monte Carlo avec une différence maximale absolue de $\sim 1\%$.

Par ailleurs, les mesures effectuées sur les probes de basse impulsion, $p_T < 30$ GeV, dans les données montrent de grandes instabilités en fonction de η et des différences importantes par rapport aux efficacités attendues, mesurées dans la simulation Monte Carlo. Ces instabilités sont maximales pour la tranche d'énergie la plus basse $15 < p_T < 20$ GeV (voir figure 4.3(a)) où les efficacités mesurées dans la région du *crack* $-1.52 < \eta < -1.37$ et la région centrale $-0.1 < \eta < 0.1$ atteignent respectivement $103.6 \pm 5.0(stat) \pm 3.4(syst) \%$ et $87.3 \pm 3.9(stat) \pm 5.5(syst) \%$ dans les données. Comme mentionné précédemment, les incertitudes systématiques sont dominées par la validité du modèle de bruit de fond choisi et de sa normalisation. D'autre part, les instabilités observées à basse impulsion ne sont pas reproduites dans la simulation Monte Carlo. Pour ces raisons on en déduit que le modèle de *templates* choisi pour modéliser le bruit de fond est limité dans ces gammes d'énergie.

Dans la figure 4.4 les efficacités en fonction de la pseudo-rapacité et de l'impulsion transverse du probe sont présentées, avec et sans la coupure R_{Had} , mesurées dans les périodes A et A-D des données de 2012 et dans la simulation Monte Carlo. On remarque que les valeurs centrales des mesures effectuées dans la période A et dans les périodes A à D sont en accord. De plus, l'incertitude statistique diminue dans les mesures effectuées dans les périodes A à D par rapport à celle dans la période A seulement, comme attendu.

Pour les efficacités en fonction de η du probe, on remarque que l'incertitude systématique est plus importante dans le cas où la coupure R_{had} est incluse dans la mesure d'efficacité 4.4(c) par rapport au cas contraire 4.4(a). Ces incertitudes systématiques semblent provenir des probes de basse énergie comme on peut le voir dans la figure 4.4(d) où l'incertitude

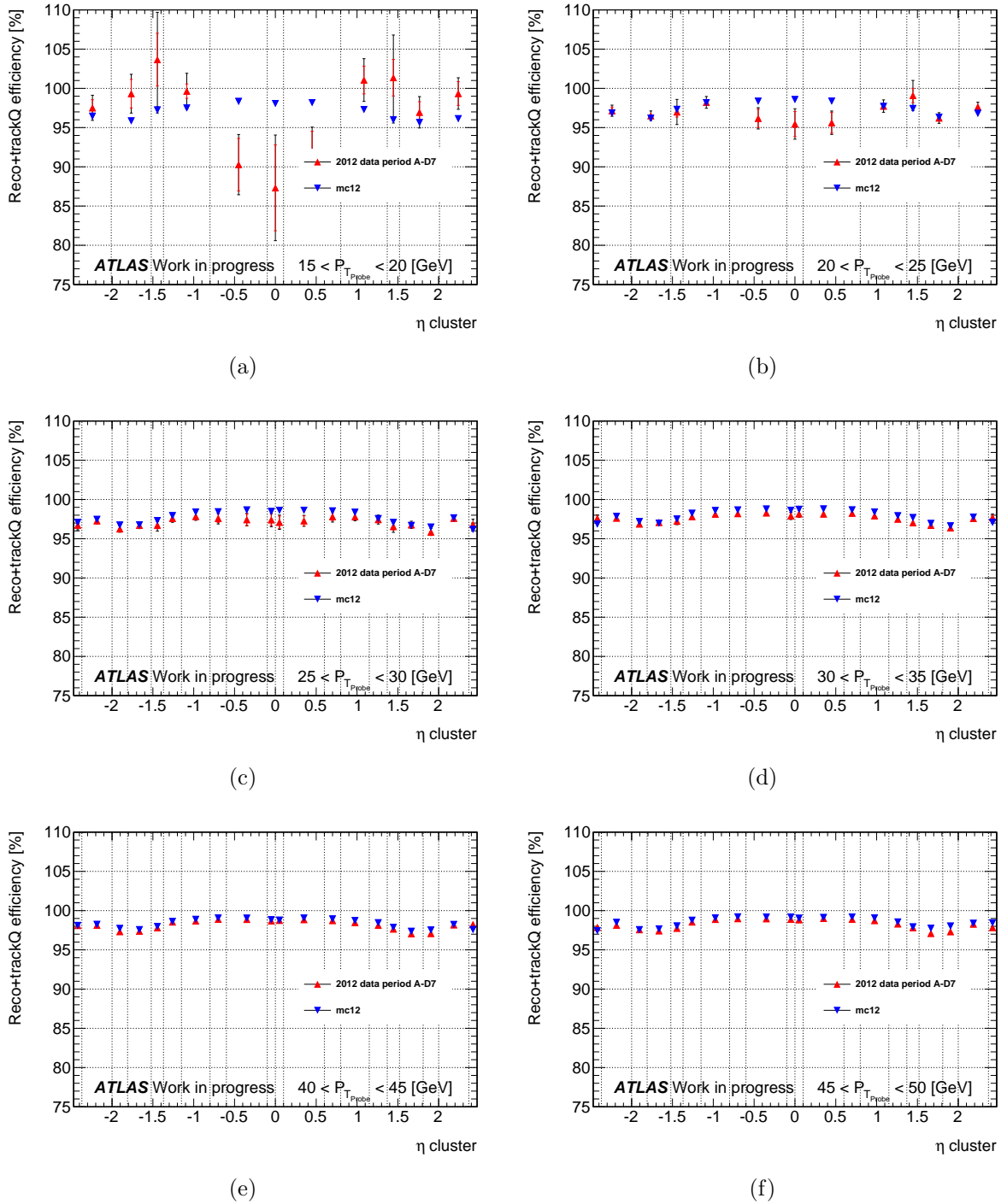


Figure 4.3 – Efficacités de reconstruction des électrons et des critères de qualité des traces pour les différentes tranches d'impulsion transverse du probe $[15, 20]$, $[20, 25]$, $[25, 30]$, $[30, 35]$, $[40, 45]$, $[45, 50]$ GeV respectivement (a), (b), (c), (d), (e), (f), mesurées dans les périodes A à D des données de 2012 et dans la simulation Monte Carlo. Les mesures d'efficacité sont présentées avec les incertitudes systématiques (couleur) et la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques (noir).

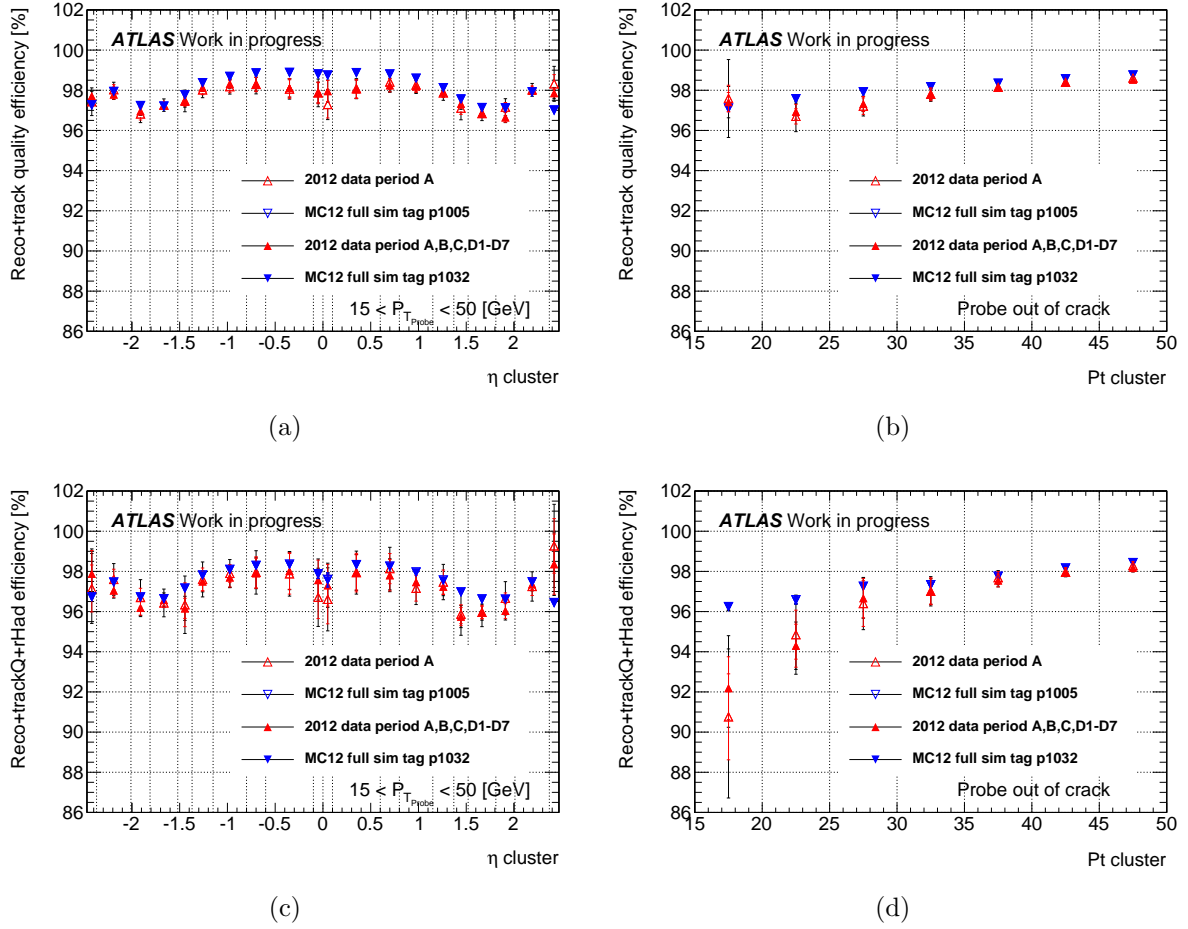


Figure 4.4 – Efficacité de reconstruction des électrons incluant les critères de qualité des traces en fonction de η pour la tranche d'énergie transverse du probe $[15, 50]$ GeV respectivement sans (a) et avec la coupure R_{Had} (c). Efficacité de reconstruction des électrons incluant les critères de qualité des traces en fonction de l'impulsion transverse du probe respectivement sans (b) et avec la coupure R_{Had} (d). Les efficacités sont mesurées dans les données de la période A et A-D de 2012 et comparées aux simulations Monte Carlo.

systématique dans la première tranche d'énergie $15 < p_T < 20$ GeV atteint 1.46% (comparée à 0.48% pour la même tranche d'énergie sans la coupure R_{had}). Ceci montre que les efficacités de reconstruction des électrons mesurées avec la coupure R_{had} sont moins stables pour les variations effectuées.

D'autre part, pour les deux première tranches d'énergie $[15, 20]$ et $[20, 25]$ GeV, une perte d'efficacité très importante est observée dans les données lorsque la coupure R_{had} est incluse. Cette perte d'efficacité n'est pas reproduite dans la simulation Monte Carlo. On peut conclure de ces constatations que pour les probes de basse énergie le bruit de fond est surestimé au numérateur et donc que les *templates* utilisés ne sont pas optimales dans ces régions d'énergie.

Les effets de cette mauvaise modélisation du bruit de fond semblent avoir un impact moins important sur la mesure d'efficacité sans coupure R_{had} . De plus, dans les critères d'identification définis en 2012, la coupure sur la variable R_{had} a été relâchée due à sa forte dépendance avec le *pile-up*. Ainsi sa corrélation avec la coupure d'isolation appliquée au dénominateur de la mesure d'efficacité d'identification dans le canal $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu$ est devenu négligeable. Pour ces raisons, la stratégie de mesure des efficacités globales des électrons a été redéfinie en incluant la mesure de la coupure R_{had} dans l'efficacité d'identification. Finalement, pour la reconstruction des électrons seuls les résultats de l'efficacité $\epsilon_{reco,TrkQ}$ ont été considérés afin de corriger les efficacités de reconstruction des électrons dans la simulation Monte Carlo fournis aux analyses de physique pour les premières données de 2012.

Comme décrit dans la première partie de ce chapitre un nouvel algorithme de reconstruction de traces et d'association des traces et des amas d'électrons a été introduit en 2012 afin de prendre en compte le rayonnement de freinage des électrons. L'effet attendu de ce nouveau algorithme est une meilleure reconstruction des électrons dans les régions où la densité de matière qu'ils traversent est importante, c'est-à-dire les bouchons. Ceci est confirmé puisque une amélioration spectaculaire de l'efficacité de reconstruction des électrons est observée par rapport à celle utilisant l'ancien algorithme. Dans la figure 4.5 on remarque la stabilité des efficacités $\sim 98\%$ en fonction de η , de l'énergie du probe E_T et du nombre de vertex primaires reconstruits. Dans la figure 4.5(a) qui montre l'efficacité de reconstruction des électrons en fonction de η , on remarque un gain allant de $\sim 1\%$ dans le tonneau à 5% dans les bouchons entre l'efficacité de reconstruction des électrons mesurée en 2011 et 2012. Dans la figure 4.5(b) qui montre l'efficacité de reconstruction des électrons en fonction de E_T , on remarque un gain allant de 2% à haute énergie transverse jusqu'à $6-8\%$ à basse énergie. Ce gain d'efficacité de reconstruction à basse énergie a été particulièrement crucial dans la recherche du boson de Higgs dans son canal de désintégration en quatre électrons ($H \rightarrow 4e$) et en 2 muons et 2 électrons ($H \rightarrow 2\mu 2e$). Combinés aux améliorations faites sur l'identification des électrons avec l'introduction du *multilepton* [76], l'augmentation de l'acceptance de l'analyse dans le canal $H \rightarrow 4e$ a été estimée à 8% en moyenne atteignant 15% pour les énergies $p_T \sim 7$ GeV [37].

4.3.3.2 Amélioration de l'estimation du bruit de fond

Comme on l'a vu dans la section précédente, le modèle de bruit de fond utilisé est limité pour les mesures d'efficacité à basse énergie. Pour ces raisons la méthode utilisée pour l'estimation du bruit de fond dans les données 2012 a été améliorée sur la base des changements apportés sur les données 2011 [68]. J'ai contribué à la mise en place de cette nouvelle méthode sur les premières données de 2012. Dans cette section la nouvelle stratégie d'estimation du bruit de fond et les résultats sur l'ensemble des données de 2012 sont présentés [76].

Sélection des événements

La sélection des paires de tag et probe est similaire à celle décrite dans la section 4.3.2 à l'exception des points suivants :

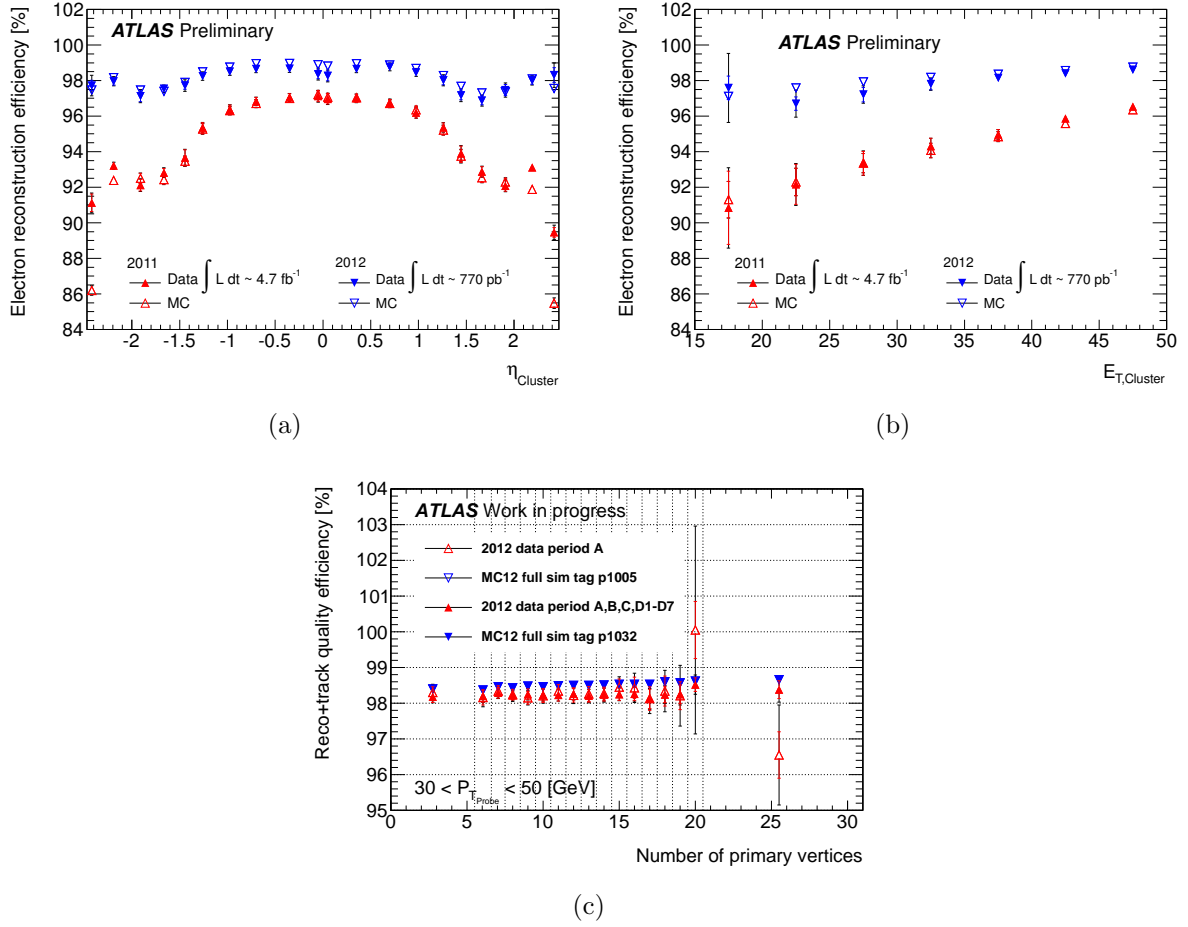


Figure 4.5 – Efficacité de reconstruction des électrons plus des critères de qualité des traces pour la tranche d'énergie transverse du probe $[30, 50]$ en fonction du nombre de vertex primaire reconstruit (c). Distribution de l'efficacité de reconstruction des électrons plus des critères de qualité des traces en fonction de η et p_T respectivement dans (a) et (b). Les efficacités sont mesurées dans les données de la période A de 2012 et sont comparées à la simulation Monte Carlo et aux données de 2011.

- Les événements passant la chaîne de déclenchement dont les conditions sont la présence d'un électron isolé d'au moins 24 GeV ou d'un électron d'au moins 60 GeV, et passant le critère d'identification *medium1* [76] sont sélectionnés.
- Trois variations de sélection du tag sont appliquées :
 - il doit satisfaire le critère d'identification *tight* [68].
 - il doit satisfaire le critère d'identification *medium*.
 - il doit satisfaire le critère d'identification *tight* et passer le critère d'isolation suivant : $\Sigma E_T^{\Delta R=0.4} < 5$ GeV.
- La coupure d'isolation de trace suivante est appliquée sur le tag : $\Sigma p_T^{\Delta R=0.2} / p_T < 0.1$.

Définition des efficacités

Pour les résultats présentés dans la section précédente, le bruit de fond au dénominateur est estimé globalement en utilisant différents *templates*. Ici le dénominateur est séparé en trois termes et l'estimation du bruit de fond est effectuée séparément pour chacun d'entre eux.

Dans le cas de l'efficacité de reconstruction des électrons dont la trace associée passe les critères de qualité ϵ_{reco,Trk_Q} , le dénominateur est composé de la somme des probes reconstruits comme des électrons passant les critères de qualité de traces $N_{probe,reco,Trk_Q}$, ne passant pas les critères de qualité de traces $N_{probe,reco,\overline{Trk_Q}}$ et des probes reconstruits comme des photons $N_{probe,\overline{reco}}$. La seconde partie de l'équation 4.4 de l'efficacité ϵ_{reco,Trk_Q} peut alors être redéfinie comme :

$$\epsilon_{reco,Trk_Q} = \frac{N_{probe,reco,Trk_Q} - N_{probe,reco,Trk_Q}^{Background}}{\alpha + \beta + \delta} \quad (4.6)$$

avec

$$\begin{aligned} \alpha &= N_{probe,reco,Trk_Q} - N_{probe,reco,Trk_Q}^{Background}, \\ \beta &= N_{probe,reco,\overline{Trk_Q}} - N_{probe,reco,\overline{Trk_Q}}^{Background}, \\ \delta &= N_{probe,\overline{reco}} - N_{probe,\overline{reco}}^{Background} \end{aligned}$$

où $N_{probe,reco,Trk_Q}^{Background}$, $N_{probe,reco,\overline{Trk_Q}}^{Background}$ et $N_{probe,\overline{reco}}^{Background}$ représentent les bruits de fonds des trois termes définis plus haut.

Dans le cas de l'efficacité de reconstruction des électrons, l'efficacité peut être redéfinie comme :

$$\epsilon_{reco} = \frac{N_{probe,reco} - N_{probe,reco}^{Background}}{N_{probe,reco} - N_{probe,reco}^{Background} + N_{probe,\overline{reco}} - N_{probe,\overline{reco}}^{Background}} \quad (4.7)$$

où le dénominateur est séparé en deux termes : le terme contenant les probes reconstruits comme des électrons $N_{probe,reco}$ et le terme des probes reconstruits comme des photons $N_{probe,\overline{reco}}$ ayant chacun une contribution du bruit de fond à estimer.

Finalement, pour les raisons abordés dans la conclusion de la section précédente, la coupure R_{had} n'est plus mesurée avec celle de la reconstruction des électrons mais dans l'identification des électrons.

Estimation du bruit de fond des probes reconstruits comme des électrons

La modélisation du bruit de fond des probes reconstruits comme des électrons utilise aussi des *templates*. Celles-ci ont été optimisées afin de réduire la contamination en signal et d'améliorer l'accord entre les données et le modèle dans les régions en dehors de la résonance du boson Z où le bruit de fond est dominant. Deux variations de *templates* ont été définies pour le calcul de la valeur moyenne de l'efficacité et de l'incertitude systématique. De plus, différents *templates* ont été sélectionnés selon l'énergie du probe. Pour toutes les *templates* définis ci-dessous la charge du probe est de signe opposé à celle du tag.

- Variation 1 : Dans les deux régions d'énergie du probe suivantes, les *templates* sélectionnés sont différents et sont dans les deux cas normalisés dans la région de haute masse $120 < m_{tag,probe} < 250$ GeV.
 - Pour les probes de basse énergie $E_T < 30$ GeV : ceux reconstruits comme des électrons ne passant pas deux des critères d'identification *multilepton* [76]⁷ et ne passant pas le critère d'isolation suivant $\Sigma E_T^{\Delta R=0.3}/E_T < 0.02$ sont sélectionnés.
 - Pour les probes de haute énergie $E_T > 30$ GeV : ceux reconstruits comme des électrons ne passant pas deux des critères d'identification *loose* et ne passant pas le critère d'isolation suivant $\Sigma E_T^{\Delta R=0.4}/E_T < 0.05$ sont sélectionnés.
- Variation 2 :
 - Pour les probes de basse énergie $E_T < 30$ GeV : ceux reconstruits comme des électrons ne passant pas un des critères d'identification *multilepton* et ne passant pas le critère d'isolation suivant $\Sigma E_T^{\Delta R=0.3}/E_T < 0.02$ sont sélectionnés. Le *template* est normalisé dans la région de basse masse $60 < m_{tag,probe} < 70$ GeV.
 - Pour les probes de haute énergie $E_T > 30$ GeV : ceux reconstruits comme des électrons ne passant pas deux des critères d'identification *loose* et ne passant pas le critère d'isolation suivant $\Sigma E_T^{\Delta R=0.4}/E_T < 0.20$ sont sélectionnés. Le *template* est normalisé dans la région de haute masse $120 < m_{tag,probe} < 250$ GeV.

Pour la mesure d'efficacité de reconstruction des électrons, le terme de bruit de fond $N_{probe, reco}^{Background}$ de l'équation 4.7 pour les probes reconstruits comme des électrons au numérateur et au dénominateur est estimé avec les *templates* ci-haut. Dans le cas de la mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons en incluant les critères de qualité des traces, les termes de bruit de fond $N_{probe, reco, Trk_Q}^{Background}$ et $N_{probe, reco, Trk_Q}^{Background}$ de l'équation 4.6 sont estimés à partir des *templates* ci-haut en sélectionnant respectivement les probes passant les critères de qualité de traces et ne les passant pas.

Estimation du bruit de fond des probes reconstruits comme des photons

On a vu précédemment que les amas reconstruits qui ne sont pas associés à une trace sont considérés comme des photons. Afin d'estimer le bruit de fond $N_{probe, reco}^{Background}$ du terme des photons des équations 4.6 et 4.7, un ajustement de la distribution de la masse invariante des paires de tag et probe $m_{tag,probe_\gamma}$ (dont le probe correspond aux amas de photon) est effectué. La fonction choisie pour l'ajustement est un polynôme du troisième ordre :

$$f(x) = Ax^3 + Bx^2 + Cx + D$$

Seules les régions en dehors du pic de résonance du boson Z sont utilisées afin de minimiser la contamination du signal. Les quatre variations suivantes de régions sont utilisées pour l'ajustement de $m_{tag,probe_\gamma}$ afin de mesurer l'efficacité et l'incertitude systématique : $[70, 80] \cup [100, 110]$, $[60, 80] \cup [100, 120]$, $[50, 80] \cup [100, 130]$, $[55, 70] \cup [110, 125]$ GeV.

7. Les critères d'identification *loose*, *medium*, *tight*, *multilepton*, ..., etc, sont définis comme un ensemble de coupures sur plusieurs variables discriminantes définies dans le tableau 2.7.

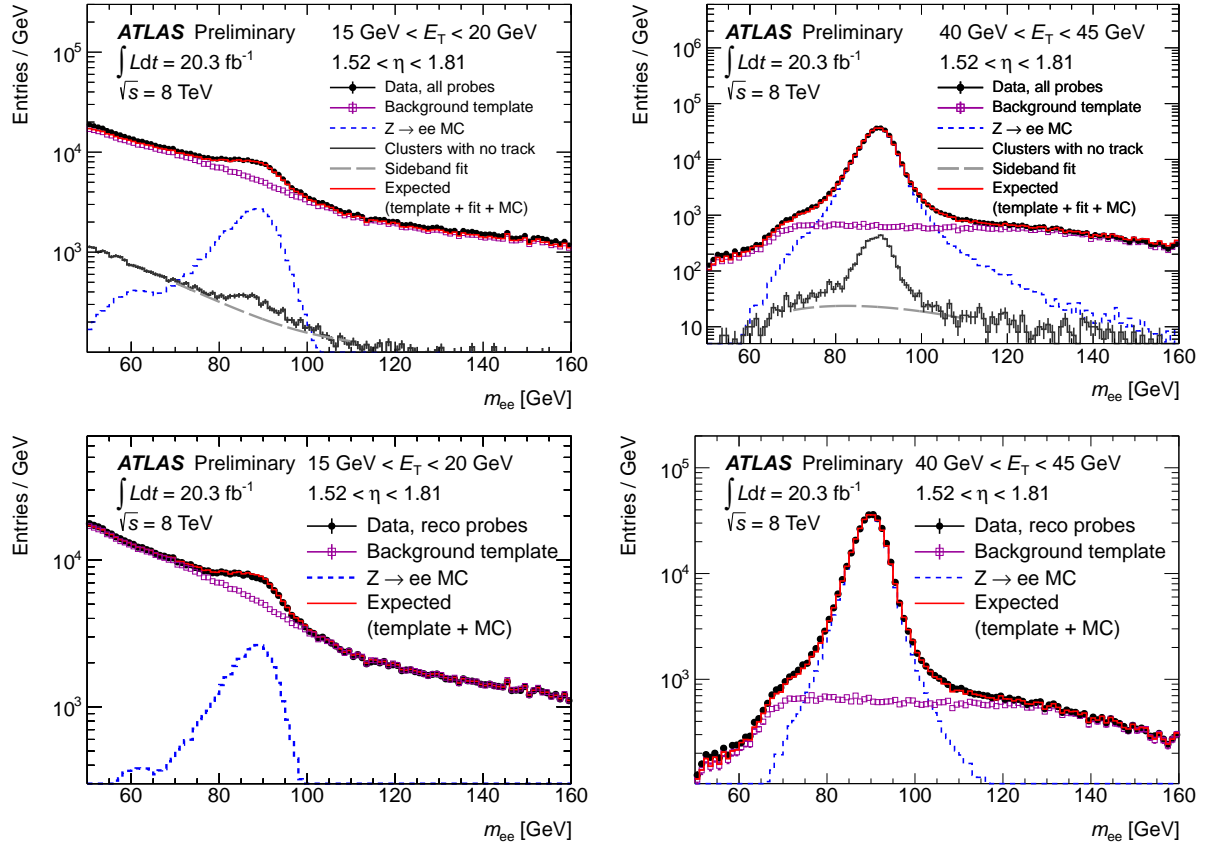


Figure 4.6 – Distribution de la masse invariante des paires tag et probe pour les tranches d'énergie transverse du probe [15,20] GeV (à gauche) et [40,45] GeV (à droite) sélectionnées au dénominateur (en haut) et au numérateur (en bas) dans les données 2012 [76].

La figure 4.6 montre la distribution de la masse invariante des paires de tag et probes avant et après que le probe soit associé à une trace passant les critères de qualité. On peut voir l'estimation du bruit de fond des probes reconstruits comme des électrons et comme des photons séparément. On remarque que les modèles de bruit de fond utilisés pour les deux composantes sont en accord avec les données en dehors du pic de résonance du boson Z.

Résultats et interprétation

Les efficacités de reconstruction des électrons avant et après l'application des critères de qualité des traces ont été mesurées dans 72 configurations au total sur l'ensemble des données de 2012, correspondant à une luminosité intégrée de 20.3 fb^{-1} . On peut voir dans la figure 4.7 les efficacités de reconstruction des électrons et des critères de qualité des traces pour les différentes tranches d'énergie transverse. En comparaison avec les efficacités mesurées en utilisant la méthode des *templates* dans la figure 4.3, les mesures à basse énergie 4.7(a) montrent un meilleur accord ($< 2\%$) entre les données et la simulation Monte Carlo. De plus, toujours à basse énergie $15 < p_T < 20 \text{ GeV}$, l'erreur systématique

est comprise entre 0.6% et 2.2% alors qu'elle est comprise entre 1% et 6% avec la méthode des *templates*. Cette diminution de l'incertitude reflète une meilleure stabilité des efficacités à travers les 72 configurations dans lesquelles elles sont mesurées. Le bruit de fond est mieux contrôlé grâce aux nouvelles définitions des *templates* pour les probes reconstruits comme des électrons et grâce à l'ajustement de la masse invariante pour les probes reconstruits comme des photons.

Dans la figure 4.8, les efficacités mesurées dans les données et la simulation Monte Carlo de 2011 et 2012 sont présentées. Le bruit de fond dans les données est estimé à partir de la méthode décrite dans cette section. Ces résultats peuvent être comparés aux résultats présentés précédemment dans la figure 4.5 basé sur la méthode des *templates* pour l'estimation du bruit de fond.

Les résultats incluant l'ensemble de la statistique de 2012 permettent naturellement une segmentation plus fine pour l'extraction des efficacités par rapport aux résultats issus seulement de la période A des données de 2012. De manière générale, on observe un très bon accord entre la valeur des efficacités mesurées en utilisant les deux méthodes d'estimation du bruit de fond présentées dans ce chapitre. D'autre part, le rapport données sur Monte Carlo qui constitue les facteurs de correction sont différents par rapport à l'unité de maximum 1 à 2%. Cet accord démontre que la simulation Monte Carlo reproduit bien la réponse du détecteur. Pour les électrons d'énergie transverse inférieure à 15 GeV, les efficacités de reconstruction ne sont pas mesurées due à la contamination en bruit de fond trop importante. On assume que les facteurs de correction sont de 1% avec une incertitude de 2% dans le tonneau et de 5% dans les bouchons [76].

4.4 Conclusion

Au début de 2012, de nouveaux algorithmes de reconstruction des électrons ont été introduits afin de prendre en compte le rayonnement de freinage des électrons, notamment dans les régions à haute pseudo-rapidité. Les efficacités de reconstruction des électrons ont dans un premier temps été mesurées dans les premières données de 2012 et dans la simulation Monte Carlo, pour des énergies $p_T > 7$ GeV, en utilisant des processus $Z \rightarrow e^+e^-$. Ceci a permis d'extraire les facteurs de correction nécessaires dans l'analyse de la recherche du boson de Higgs se désintégrant en 4 leptons qui a donnée lieu à sa découverte [8]. Ces nouveaux algorithmes ont montré d'excellentes performances avec une efficacité de reconstruction des électrons comprise entre 97% et 99%, stable en fonction de la pseudo-rapidité. De plus, un gain de 7% en efficacité est observé pour les électrons d'énergie comprise en 15 GeV et 20 GeV par rapport à l'ancienne reconstruction. L'impact attendu de l'incertitude de ces premières mesures d'efficacités de reconstruction et d'identification des électrons sur l'incertitude systématique de l'acceptance du signal pour un boson de Higgs se désintégrant en 4 électrons de masse de 115 GeV est de 8% [8]. Au cours de l'année 2012, les méthodes d'estimation du bruit de fond ont beaucoup évolué permettant un meilleur contrôle de celui-ci et une réduction des erreurs systématiques. Les efficacités de reconstruction et d'identification des électrons ont été mesurées sur l'ensemble des données 2011 et 2012 en utilisant la méthode améliorée. Les efficacités sont en accord

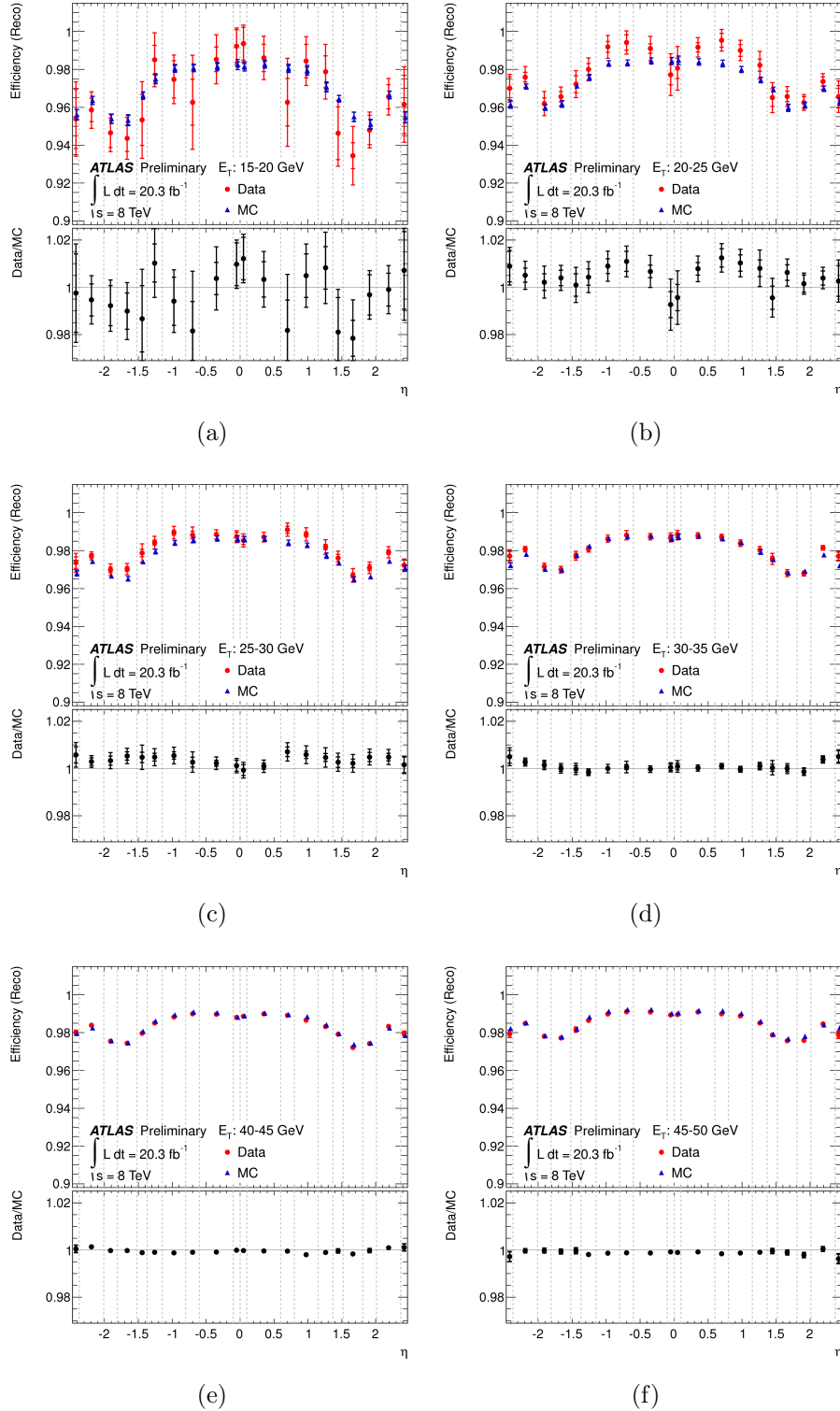


Figure 4.7 – Efficacité de reconstruction des électrons et des critères de qualité des traces pour les différentes tranches d'énergie transverse du probe [15,20], [20,25], [25,30], [30,35], [40,45], [45,50] GeV respectivement (a), (b), (c), (d), (e), (f), mesurées dans les données 2012 et la simulation Monte Carlo. Les mesures d'efficacité sont présentées avec les incertitudes systématiques et la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques [76].

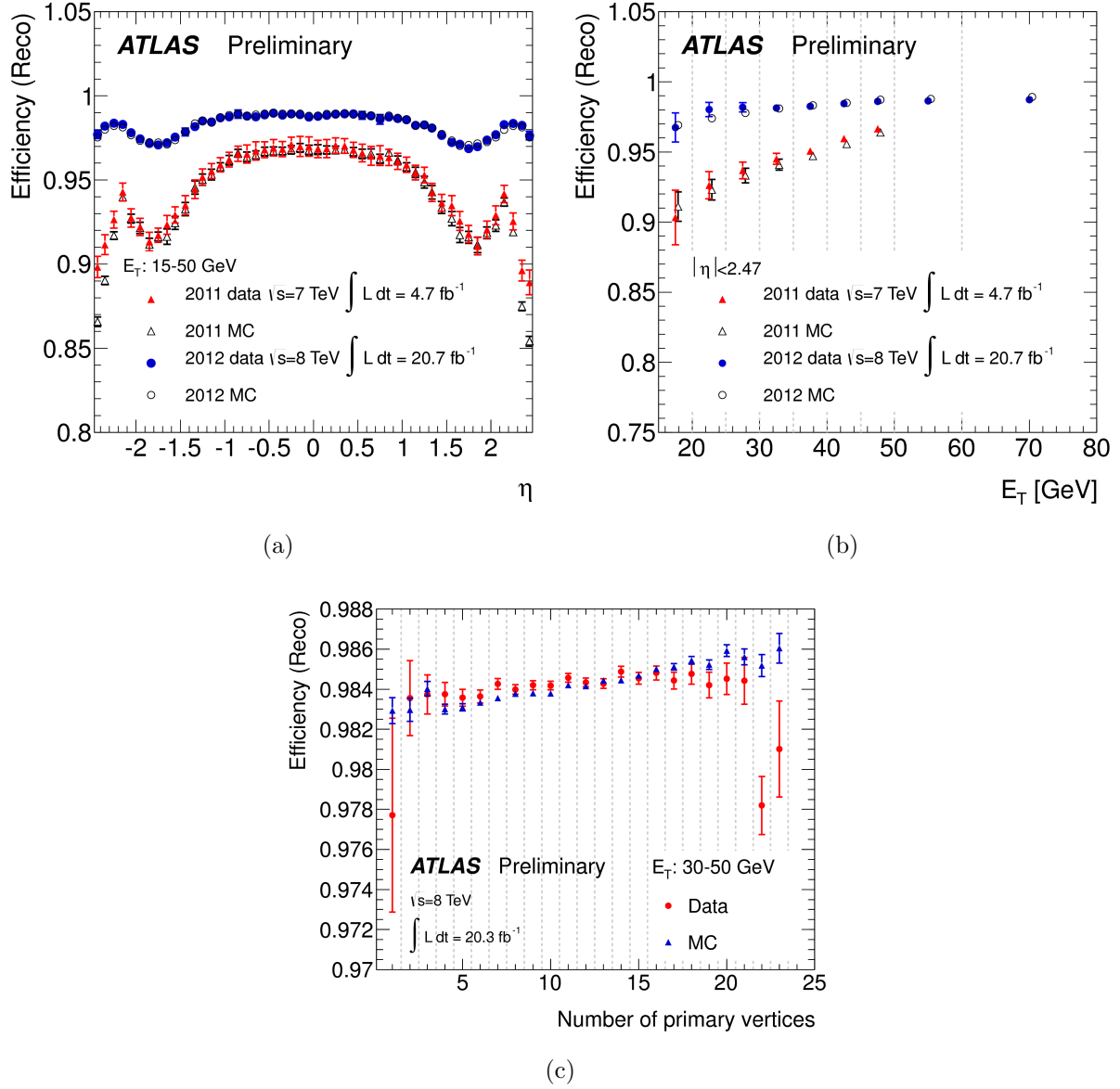


Figure 4.8 – Efficacité de reconstruction des électrons plus des critères de qualité des traces pour la tranche d'énergie transverse du probe $[30, 50]$ GeV en fonction du nombre de vertex primaires reconstruits (c). Distribution de l'efficacité de reconstruction des électrons plus des critères de qualité des traces en fonction de η et p_T respectivement dans (a) et (b). Les efficacités sont mesurées dans les données de 2011 et 2012 et comparées à la simulation Monte Carlo [76].

avec les premières mesures avec la méthode des *templates*. L'erreur systématique diminue d'un facteur 3 pour certaines tranches de pseudo-rapidité à basse énergie. Ainsi, pour un boson de Higgs de 125 GeV l'erreur attendue sur l'incertitude systématique de l'acceptance du signal dans son canal de désintégration en 4 électrons diminue environ de moitié (4.4% [92]).

Chapitre 5

Sélection du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$

Contenu du chapitre

5.1	Introduction	151
5.2	Données et simulations Monte Carlo	152
5.2.1	Échantillon de données et chaînes de déclenchement	152
5.2.2	Échantillon de Monte Carlo	153
5.2.2.1	Simulation du signal	153
5.2.2.2	Simulation des bruits de fond	154
5.3	Corrections	155
5.3.1	Efficacité des chaînes de déclenchement	155
5.3.2	Correction de variable d'isolation des électrons	156
5.3.3	Combinaison $E - p$ pour les électrons	157
5.3.4	Efficacité de reconstruction et d'identification des leptons	157
5.4	Sélection des événements	157
5.4.1	Sélection des objets	158
5.4.1.1	Sélection des muons	158
5.4.1.2	Sélection des électrons	158
5.4.1.3	Recouvrement des leptons	159
5.4.2	Reconstruction des candidats $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$	159
5.4.2.1	Reconstruction des bosons Z et $Z^{(*)}$	159
5.4.2.2	Critères de discrimination du bruit de fond	160
5.4.2.3	Acceptance de la sélection sur le signal	162
5.4.3	Correction de la masse reconstruite $m_{4\ell}$	163
5.4.3.1	Prise en compte des photons radiatifs dans l'état final	164
5.4.3.2	Correction de $m_{4\ell}$ à l'aide de contraintes sur la masse du boson Z	165

5.4.4	Discriminant BDT_{ZZ^*}	166
5.5	Définition et estimation du bruit de fond	167
5.5.1	Bruit de fond irréductible	167
5.5.2	Bruit de fond réductible	168
5.5.2.1	Méthodes d'estimation dans les canaux $4\mu, 2e2\mu$. . .	168
5.5.2.2	Méthodes d'estimation dans les canaux $4e, 2\mu2e$. . .	169
5.6	Estimation du bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu2e$	174
5.6.1	Description générale de la méthode	174
5.6.2	Définition des régions de contrôle	175
5.6.2.1	Région de contrôle $Z + X$	175
5.6.2.2	Région de contrôle $Z + XX$	186
5.6.3	Extraction des efficacités	192
5.6.3.1	Mesure des efficacités dans les données	192
5.6.3.2	Mesure des efficacités basée sur la simulation Monte Carlo	202
5.6.4	Validation de la méthode	206
5.6.5	Résultats de la méthode des fonctions de transfert	208
5.6.5.1	A partir des efficacités mesurées dans les données . .	208
5.6.5.2	A partir des efficacités mesurées dans la simulation Monte Carlo	211
5.7	Résumé des estimations du bruit de fond réductible $\ell\ell + ee$.	212
5.8	Extraction de la forme du bruit de fond réductible	213
5.9	Résultats de l'analyse sur les données de 2011 et 2012	218
5.10	Mesures des propriétés du boson de Higgs	222
5.10.1	Masse du boson de Higgs	222
5.10.2	Largeur de la résonance	223
5.10.3	Spin et parité	223
5.10.4	Couplages	224

5.1 Introduction

La recherche et l'étude du boson de Higgs est un point central du programme de recherche du LHC¹. Durant l'été 2012 les collaborations ATLAS et CMS ont publié [8] [9] l'observation d'une nouvelle particule de masse ~ 125 GeV dans les recherches du boson de Higgs du Modèle Standard. Un excès d'événements ayant une signification statistique globale de 5.1σ a été observé en combinant les analyses des canaux de désintégration $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ basées sur les données enregistrées par le détecteur ATLAS en 2011 et 2012 à $\sqrt{s} = 7$ TeV et 8 TeV correspondant à une luminosité intégrée de $\sim 11 \text{ fb}^{-1}$.

En particulier, le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ a eu un rôle très important dans cette découverte. Sa signature très claire dans le détecteur est composée de 4 muons, 4 électrons ou 2 muons et 2 électrons dénotés respectivement 4μ , $4e$ ou $2\mu 2e$ ($2e2\mu$) dans le cas où le Z boson hors de sa couche de masse se désintègre en 2 électrons (muons). On peut le voir dans le diagramme de la figure 5.1

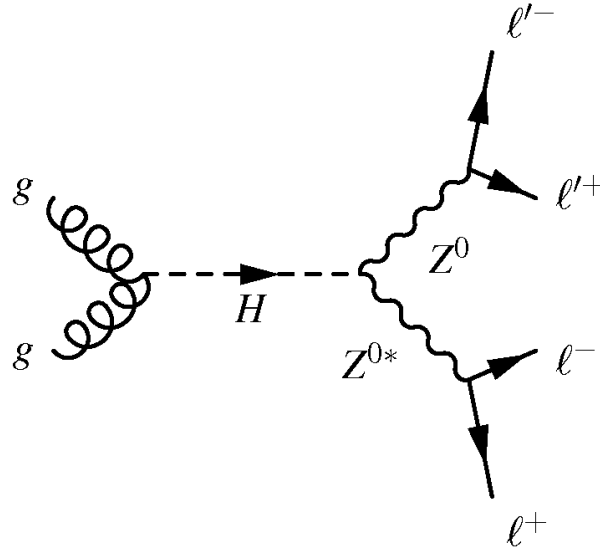


Figure 5.1 – Diagramme de Feynman de la désintégration du boson de Higgs en 4 leptons.

Le principal bruit de fond irréductible dans l'ensemble du domaine de masse analysé est la production électrofaible $ZZ^{(*)}$. A basse masse (< 160 GeV), le bruit de fond $Z + jets$ émerge, ainsi que la production de paires de quarks top où les leptons reconstruits proviennent de la désintégration de hadrons contenant des quarks c ou b , de la conversion de photons ainsi que de la mauvaise identification de jets. La reconstruction de l'état final permet d'avoir accès à la masse invariante du boson de Higgs avec une grande résolution. La stratégie de cette analyse consiste à rechercher une résonance étroite dans la distribution de la masse reconstruite des 4 leptons, $m_{4\ell}$.

La sensibilité de ce canal s'étend dans une grande plage de masse du boson de Higgs (entre 110-600 GeV). Pour atteindre de bonnes performances dans des régions de masse

1. Programme de recherche du LHC décrit dans la section 2.2

inférieures à 160 GeV, une bonne reconstruction des muons et des électrons de basse énergie est essentielle. Ceci a été possible en introduisant les nouveaux algorithmes prenant en compte le rayonnement de freinage dans la reconstruction des électrons, décrits dans la section 2.5.3.1. J’ai contribué à cet aspect de l’analyse en mesurant les facteurs de correction de l’efficacité de reconstruction des électrons, appliqués aux simulations Monte Carlo, dont les résultats sont présentés dans le chapitre précédent.

Depuis l’observation de cette nouvelle particule, la mesure de ses propriétés est devenue une priorité. En effet, la confrontation des mesures avec les prédictions du Modèle Standard permettront de répondre à une des questions fondamentales : la particule observée est-elle le boson de Higgs du Modèle Standard ?

Dans le Modèle Standard, la masse du boson de Higgs est un paramètre libre. La mesure de celle-ci est nécessaire afin de calculer les paramètres du secteur électrofaible tels que les couplages du boson de Higgs avec les fermions et les bosons avec une grande précision. La confrontation des couplages mesurés avec les prédictions théoriques permettront de dévoiler la nature du nouveau boson. De plus, son spin et sa parité doivent être mesurés et comparés à ceux du boson de Higgs du Modèle Standard (0^+). Le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ permet d’accéder à ces mesures grâce à la haute résolution sur la masse reconstruite et l’analyse angulaire des désintégrations des bosons Z.

Depuis la découverte, les efforts se sont concentrés sur la réduction des incertitudes systématiques intervenant dans cette analyse. Entre autres, l’amélioration de la mesure de l’efficacité de reconstruction et d’identification des électrons a contribué à cet effort. De plus, l’introduction d’un nouveau critère d’identification pour les électrons a permis de réduire de moitié le bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ tout en maintenant une acceptation stable en signal. Durant ma thèse j’ai pris part à ces efforts en développant une nouvelle méthode d’estimation du bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$.

Ce chapitre présente l’analyse $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ en utilisant les données enregistrées en 2012 correspondant à une luminosité intégrée de 20.3 fb^{-1} . Les échantillons de données et simulations Monte Carlo sont décrites dans la section 5.2. Les différentes corrections intervenant dans l’analyse sont présentées dans la section 5.3. La section 5.4 porte sur la sélection des événements et la reconstruction des candidats. Les différents bruits de fond sont présentés dans la section 5.5. Le coeur de ma contribution dans l’analyse, portant sur l’estimation du bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ est détaillé dans la section 5.6. Finalement, les résultats de l’analyse et les mesures de propriétés du boson de Higgs basés sur les données collectées en 2011 et 2012 sont présentés dans les sections 5.9 et 5.10.

5.2 Données et simulations Monte Carlo

5.2.1 Échantillon de données et chaînes de déclenchement

Les données utilisées dans cette analyse sont celles issues des collisions proton–proton produites par le LHC et enregistrées par le détecteur ATLAS durant l’année 2012. Cela correspond à une luminosité intégrée de 20.3 fb^{-1} après avoir rejeté les données affectées par des problèmes liés au détecteur. Dans la section 2.5.1, les données organisées en

plusieurs périodes sont détaillées et dans la section 2.5.2 la procédure de détection et de traitement des problèmes affectant les données est décrite brièvement. Dans le cadre de cette analyse, les chaînes de déclenchement utilisées pendant l'année 2012 requièrent soit la présence d'un lepton, soit la présence de deux leptons avec des seuils en énergie transverse variables. Le seuil minimum en p_T (E_T) pour les chaînes de déclenchements exigeant la présence d'un muon (électron) est de 24 GeV². Le seuil minimum pour les chaînes de déclenchement nécessitant la présence de : deux muons, deux électrons ou un électron et un muon est de 13 GeV, 12 GeV ou 8 et 12 GeV respectivement. De plus, une chaîne de déclenchement demandant la présence de deux muons a été utilisée avec des seuils en énergie asymétriques de 8 et 18 GeV. Les efficacités de déclenchement pour les événements satisfaisant la sélection finale sont de 97% dans les canaux 4μ , $2\mu 2e$ et $2e2\mu$ et atteignent presque 100% dans le canal $4e$ [92].

5.2.2 Échantillon de Monte Carlo

Une brève description de la procédure de création des simulations Monte Carlo se trouve dans la section 2.6. Dans cette section sont détaillés : les outils utilisés pour la génération des événements, la modélisation des gerbes des particules, l'hadronisation des quarks et les différentes corrections utilisées pour le calcul des sections efficaces des processus de signal et de bruit de fond.

5.2.2.1 Simulation du signal

Les événements de signal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ sont générés avec le générateur d'événements POWHEG à l'ordre NLO pour *Next to Leading Order* et séparément pour les modes de production avec fusion de gluons ($gg \rightarrow H$) [93] et de fusion de bosons vecteurs ($qq' \rightarrow qq'H$) [94]. Les modes de production du boson de Higgs associés avec un boson W ou Z et la production associée avec des quarks top sont générée par le programme PYTHIA [91]. Les sections efficaces ainsi que les rapports d'embranchement du boson de Higgs ont été obtenus suivant les recommandations du *LHC cross section working group* ([33], [95]).

Pour le mode de production de fusion de gluons les sections efficaces sont calculées à l'ordre NLO et NNLO en QCD. Les approximations NNLL sont appliquées pour les corrections QCD et finalement des corrections à l'ordre NLO sont appliquées pour les radiations électrofaibles. D'autre part, la forme de la distribution de l'impulsion transverse du boson de Higgs est corrigée en incluant des corrections QCD à l'ordre NLO et NNLL [96] [97].

Pour le mode de production fusion de bosons vecteur, les sections efficaces sont calculées incluant des corrections NLO et NNLO QCD ainsi que électrofaibles NLO. Le calcul de la section efficace de production associée avec des bosons vecteurs est fait à l'ordre NLO et NNLO en QCD et inclut des corrections NLO électrofaibles. La production associée avec des quarks top, bien qu'elle contribue très peu à la section efficace totale, est estimée à l'ordre NLO en QCD.

2. Contrairement à 20 GeV en 2011 où la luminosité instantanée était inférieure d'un facteur ~ 2 .

Les rapports d'embranchements de la désintégration du boson de Higgs en quatre leptons sont prédits en utilisant le programme PROPHECY ([98], [99]) qui inclut les corrections à l'ordre NLO QCD et EW, l'effet d'interférence entre les différents états finaux et des corrections sur la largeur de l'état final des quatre leptons.

Les générateurs d'événements sont interfacés avec le programme PYTHIA [91] afin de simuler les gerbes de particules, l'hadronisation des particules colorées et les événements sous-jacents. Des interactions additionnelles sont incluses afin de simuler les événements de *pile-up*. Afin d'inclure des corrections radiatives d'ordre supérieur de QED dans la désintégration des bosons Z en leptons, PYTHIA est interfacé avec PHOTOS [100].

Les erreurs dues à l'échelle de QCD sur la section efficace de production d'un boson de Higgs avec une masse $m_H = 125$ GeV sont inférieures à 10% pour le mode de production avec fusion de gluons (GGF) et de 1% pour les modes de productions avec fusion de bosons vecteur (VBF) et associée à des bosons vecteurs (VH). De plus, une erreur de 8% pour GGF et 4% pour VBF est due aux incertitudes sur les fonctions de densité de partons (PDFs) et la constante de couplage forte α_s [92].

Dans le tableau 5.1 se trouve les sections efficaces et les rapports d'embranchements (BR) pour trois masses hypothétiques du boson de Higgs dans les modes de productions de fusion de gluons ($gg \rightarrow H$) et de fusion de boson vecteur ($qq' \rightarrow qq'H$). Ces valeurs sont directement utilisées afin de normaliser les échantillons d'événements des simulations Monte Carlo.

m_H [GeV]	$\sigma(gg \rightarrow H)$ [pb]	$\sigma(qq' \rightarrow Hqq')$ [pb]	BR ($H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$) [10^{-3}]
123	19.9 ± 2.1	$1.69^{+0.04}_{-0.05}$	0.103 ± 0.005
125	19.3 ± 2.0	1.58 ± 0.04	0.125 ± 0.005
127	18.7 ± 1.9	1.55 ± 0.04	0.148 ± 0.005

Table 5.1 – Section efficace de production pour les modes de production GGF et VBF du boson de Higgs avec les rapports d'embranchement associés à $\sqrt{s} = 8$ TeV [92].

5.2.2.2 Simulation des bruits de fond

Dans cette analyse il existe deux types de bruit de fond :

- Irréductible : provenant du processus de production $ZZ^{(*)}$ du Modèle Standard,
- Réductible : non négligeable à basse masse ($m_H < 180$ GeV), provenant des processus $Z + jets$ ($Z + lightjets$ dont le Z est accompagné de jets légers et $Zb\bar{b}/Zc\bar{c}$ de jets issus de quarks b/c), $t\bar{t}$ et WZ où les leptons sont issus de la désintégration semi-leptonique de mésons contenant des quarks b/c ou proviennent de la mauvaise identification d'un jet.

Le processus $ZZ^{(*)}$ du Modèle Standard est modélisé avec POWHEG [101] pour le mode de production dominant avec l'annihilation de deux quarks $q\bar{q} \rightarrow ZZ^*$. Le mode de production avec fusion de gluons qui représente ~ 6 % de la section efficace totale est modélisé avec GG2ZZ [102]. Les effets sur la section efficace de production des incertitudes sur l'échelle QCD est de $\pm 5\%$. De plus, les effets sur la section efficace dûs aux incertitudes

des PDFs et α_s sont de $\pm 4\%$ ($\pm 8\%$) pour le mode de production $q\bar{q} \rightarrow ZZ^*$ (fusion de gluons) pour la même masse [92].

Le bruit de fond $Z + jets$ est modélisé avec ALPGEN [103] pour la génération des événements et est interfacé avec PYTHIA afin de modéliser l’hadronisation des particules colorées et les gerbes de partons. Afin de contrôler leur génération, les échantillons d’événements $Z + NP$ où P est un quark léger, un quark lourd ou un gluon, sont générés séparément. Ces événements sont composés de deux sources : les jets légers dont les quarks c et b proviennent de la gerbe des partons et la seconde source est composée de quark b provenant de l’élément de matrice directement. Dans l’analyse, on s’assure de ne pas compter deux fois des événements $Zb\bar{b}$ issus de ces deux sources différentes. La contribution du bruit de fond $Z + jets$ est estimée dans les données, mais afin de comparer la simulation avec les données on utilise les sections efficaces QCD NNLO FEWZ [104] et MCFM pour les processus inclusifs Z et $Zb\bar{b}$ respectivement.

Le bruit de fond $t\bar{t}$ est modélisé avec POWHEG interfacé avec PYTHIA afin de simuler les gerbes de partons issues de l’hadronisation. Ce dernier est ensuite interfacé avec PHOTOS [100] et TAUOLA [105] [106] pour les corrections radiatives d’électrodynamique quantique (QED) et pour la simulation de la désintégration des leptons τ respectivement.

Finalement, le bruit de fond WZ est modélisé avec SHERPA [107].

5.3 Corrections

La reconstruction des événements des simulations Monte Carlo (MC) utilise les mêmes algorithmes que ceux utilisés pour les données. Malgré cela, la simulation Monte Carlo ne reproduit pas exactement le comportement observé dans les données dues par exemple à une mauvaise connaissance de la distribution de matière dans le détecteur.

Pour ces raisons, la simulation Monte Carlo est corrigée afin de reproduire les mêmes conditions que lors de la prise des données³. Pour chaque événement, le nombre d’événements d’empilement et la position longitudinale de la zone d’interaction sont pondérés.

De plus, des corrections additionnelles sont nécessaires au niveau des objets afin d’assurer une modélisation fiable de la réponse du détecteur, comme le spectre en énergie des électrons ou d’impulsion transverse des muons. Dans cette section, les différentes corrections appliquées dans le cadre de cette analyse sont présentées en plus de celles présentées dans la section 2.6.2.

5.3.1 Efficacité des chaînes de déclenchement

Les efficacités des chaînes de déclenchement sont mesurées avec la méthode *Tag and probe*, décrite dans la section 4.2.2, dans les données et dans la simulation pour les chaînes de déclenchements demandant la présence d’un lepton. De la même manière que pour la mesure d’efficacité de reconstruction des électrons, décrite dans le chapitre 4, les efficacités

3. une comparaison des distributions de *pile-up* dans les données et les événements simulés est faite dans la figure 2.34

ϵ_i (i =électron ou muon) sont mesurées dans des tranches d'énergie transverse, de pseudo-rapacité et azimutales pour les électrons [76] et les muons [108]. Finalement, un poids est assigné à chaque événement simulé après la sélection des quatre leptons de l'état final. Le facteur correctif est défini comme [78] :

$$SF_{trigger} = \frac{[1 - \prod_i(1 - \epsilon_i)]_{Data}}{[1 - \prod_i(1 - \epsilon_i)]_{MC}}$$

On peut voir dans la figure 5.2 les distributions du facteur de correction $SF_{trigger}$ pour des événements sélectionnés dans les événements simulés de signal (de masse $m_H = 125$ GeV) pour les quatre canaux de recherche du boson de Higgs de masse $m_H = 125$ GeV.

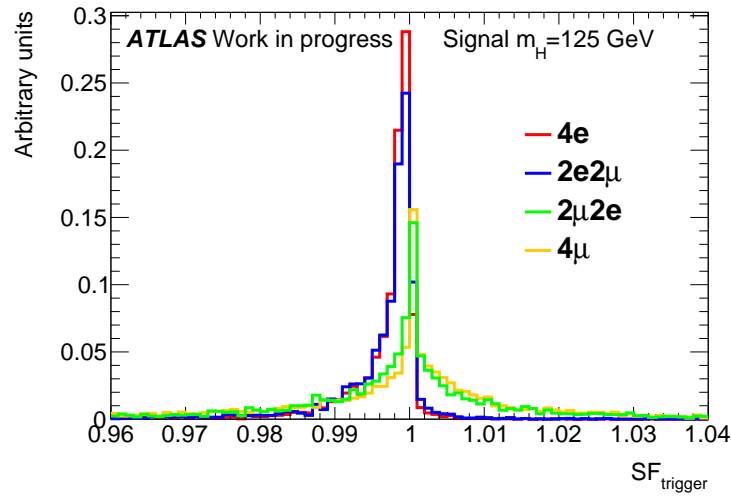


Figure 5.2 – Distributions du facteur de correction $SF_{trigger}$ pour des événements sélectionnés dans les événements simulés de signal (de masse $m_H = 125$ GeV) pour les quatre canaux de recherche du boson de Higgs de masse $m_H = 125$ GeV.

Les efficacités des chaînes de déclenchement di-leptoniques ne sont pas corrigées.

5.3.2 Correction de variable d'isolation des électrons

Dans cette analyse, des critères d'isolation calorimétrique et de trace sont appliqués aux leptons afin de rejeter le bruit de fond composé de jet. L'isolation calorimétrique d'un électron est définie comme l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre dans un cône ΔR autour de l'électron, auquel on a soustrait l'énergie de celui-ci. La reconstruction de cette variable peut être affectée par la superposition d'énergie dans le cône d'isolation provenant du *Pile-up* ou d'événements sous-jacents. Pour ces raisons, l'isolation calorimétrique est reconstruite à partir d'amas topologiques, au lieu d'amas de cellule, permettant ainsi une meilleure robustesse contre le *Pile-up* [109]. De plus, l'isolation calorimétrique est corrigée dans les données et la simulation de l'énergie provenant du *Pile-up* dont la dépendance par rapport au nombre de vertex primaire reconstruit est paramétrée par un polynôme quadratique [110].

5.3.3 Combinaison $E - p$ pour les électrons

Lors de la reconstruction des quadrivecteurs des électrons, l'énergie et la direction de ceux-ci proviennent respectivement de l'amas du dépôt calorimétrique et de leur trace dans le détecteur interne. Dans la section 2.4 sont présentées les résolutions relatives en impulsion et en énergie du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique. Pour un électron de basse énergie, la résolution du détecteur interne est meilleure que celle du calorimètre électromagnétique, ce qui n'est pas le cas pour un électron de haute énergie. Afin d'améliorer la résolution en énergie à bas E_T dans des régions problématiques du calorimètre électromagnétique comme par exemple la région du *crack* ($1.37 < |\eta| < 1.52$), l'énergie des électrons utilisés dans cette analyse est redéfinie. La valeur finale est obtenue avec une combinaison de l'impulsion mesurée dans le détecteur interne et de l'énergie calorimétrique :

- $P_T < 30$ GeV,
- $|\eta| < 1.52$,
- l'énergie calorimétrique E_{Clus} et provenant du détecteur interne P_{Track} doivent être compatibles selon le critère :

$$\frac{|E_{Clus} - P_{Track}|}{\sqrt{\sigma_{E_{Clus}}^2 + \sigma_{P_{Track}}^2}} < 5$$

Si ces dernières conditions sont remplies, E_{Clus} et P_{Track} sont combinées en utilisant une méthode de maximum de vraisemblance [78]. Dans le cadre de cette analyse, les canaux les plus concernés par cette combinaison sont $4e$ et $2\mu 2e$ dont respectivement 42% et 63% des électrons sont corrigés. L'impact de cette méthode sur la masse invariante du Higgs a été mesurée dans la simulation Monte Carlo et une réduction de 4% et 3.5% sur la largeur du pic de masse du boson de Higgs est mesurée pour les canaux respectifs $4e$ et $2\mu 2e$.

5.3.4 Efficacité de reconstruction et d'identification des leptons

Les efficacités de reconstruction des électrons sont mesurées dans les données et la simulation Monte Carlo avec la méthode *Tag and Probe* sur des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ et sont présentées dans la section 4.3.3.2. Dans cette analyse, le critère d'identification utilisé pour les électrons est LOOSE likelihood [76]. Les efficacités d'identification sont présentées dans la section 2.5.3. Les efficacités de reconstruction et d'identification des électrons des simulations Monte Carlo sont corrigées par les données.

Comme on l'a vu dans la section 2.5.3, plusieurs algorithmes de reconstruction de muons sont disponibles. Le rapport entre les efficacités mesurées dans les données et la simulation présentées dans la section 2.5.3 est appliqué aux événements simulés afin de corriger le désaccord avec les données.

5.4 Sélection des événements

Afin de rechercher des candidats boson de Higgs dans les données, les événements de bonnes qualités sont sélectionnés parmi tous les événements de collision proton-proton en-

registrés correspondant à une fraction de 95.5%⁴. De plus, on s'assure que les événements ne se trouvent pas dans une fenêtre de veto temporel qui regroupe les événements pour lesquels des problèmes se sont produits dans les calorimètres à argon liquide ou à tuiles, ou lors de la prise des données où les informations des événements n'ont été enregistrées que partiellement⁵. Ensuite on vérifie que le vertex primaire des événements contient au moins trois traces (les détails sur la reconstruction des vertex se trouve dans la section 2.5.3). Chaque événement analysé dans les données ou dans la simulation Monte Carlo doit avoir été déclenché par au moins une des chaînes de déclenchement décrite précédemment.

5.4.1 Sélection des objets

Dans la recherche du boson de Higgs dans son canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, le symbole ℓ définit les leptons de saveur électronique e ou muonique μ . Les leptons tau τ ne sont pas inclus dans les états finaux recherchés dûs à la difficulté de leur reconstruction et identification (bruit de fond des jets provenant du fond QCD mal identifiés comme des τ). D'autre part, le détecteur ATLAS est spécialement construit afin d'optimiser l'identification des électrons et des muons qui, dans le cadre de cette analyse, doivent vérifier plusieurs critères de qualité comme expliqués par la suite.

5.4.1.1 Sélection des muons

Les quatre types de muons définis dans la section 2.5.3 sont considérés et doivent vérifier les critères cinématiques suivants :

- Les muons *combined* et *segmented-tagged* doivent satisfaire : $p_T > 6$ GeV et $|\eta| < 2.7$.
- Les muons *standalone* doivent satisfaire : $p_T > 6$ GeV et $2.5 < |\eta| < 2.7$.
- Les muons *calorimeter-tagged* doivent satisfaire : $p_T > 15$ GeV et $|\eta| < 0.1$.

5.4.1.2 Sélection des électrons

Les électrons utilisés dans cette analyse doivent avoir une énergie transverse $E_T > 7$ GeV. Seuls les électrons de la région de précision du calorimètre électromagnétique $|\eta| < 2.47$ sont considérés après s'être assuré que l'amas calorimétrique de l'électron ne se trouve pas dans une région défaillante du calorimètre. Comme pour les muons, la variable z_0 doit satisfaire la condition $|z_0| < 10$ mm. Concernant les données de 2012, le critère d'identification a évolué d'un type *cut-based* (*multilepton*) à *likelihood* (LOOSE likelihood)⁶[76] entre l'analyse utilisée lors de la découverte du boson de Higgs [8] (et sa confirmation avec l'analyse de l'intégralité des données disponibles [111]) et l'analyse présentée dans ce chapitre.

4. Le détail de l'inefficacité de chaque sous-détecteur se trouve dans la figure ??.

5. Les précisions sur cette fenêtre temporelle pour des problèmes liés aux calorimètres à argon liquide se trouvent dans la section 3.2.

6. voir section 2.5.3

5.4.1.3 Recouvrement des leptons

Parmi les électrons et muons sélectionnés, on doit s'assurer que l'on ne compte pas 2 fois des objets reconstruits dans deux catégories de saveur ou de même saveur. Pour cela, si deux électrons partagent la même trace dans le détecteur interne ou si leurs amas dans le calorimètre électromagnétique sont proches tel que : $|\Delta\eta| < 3 \times 0.025$ et $|\Delta\phi| < 5 \times 0.125$ avec respectivement $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ les distances en η et ϕ séparant les deux électrons, alors seul l'électron d'énergie transverse maximale est considéré. Si la trace d'un électron est compatible (avec $\Delta R < 0.02$) avec un muon de type *combined* ou *segmented-tagged* l'électron n'est pas considéré. Et finalement, si la trace d'un muon de type *calorimeter-tagged* est compatible (avec $\Delta R < 0.02$) avec celle d'un électron, seul l'électron est considéré.

Si dans un cône de $\Delta R = 0.1$ (0.2) autour d'un muon *segmented-tagged* se trouve un muon *calorimeter-tagged* (*standalone*) ce dernier ne sera pas considéré.

5.4.2 Reconstruction des candidats $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$

Les événements sélectionnés sont catégorisés suivant la saveur des leptons issus de la désintégration du candidat boson Z ($Z_1 \rightarrow \ell_1 \ell_2$) dont la masse reconstruite est la plus proche de celle d'un boson Z ($m_Z^{nominal} = 91.19$ GeV) et du second candidat boson Z $Z_2 \rightarrow \ell_3 \ell_4$:

- $H \rightarrow Z(\rightarrow e^+e^-)Z^*(\rightarrow e^+e^-)$ ou $4e$,
- $H \rightarrow Z(\rightarrow \mu^+\mu^-)Z^*(\rightarrow \mu^+\mu^-)$ ou 4μ ,
- $H \rightarrow Z(\rightarrow e^+e^-)Z^*(\rightarrow \mu^+\mu^-)$ ou $2e2\mu$,
- $H \rightarrow Z(\rightarrow \mu^+\mu^-)Z^*(\rightarrow e^+e^-)$ ou $2\mu2e$.

Le dernier canal est différent du troisième par la saveur des leptons de désintégration du boson Z_1 et Z_2 .

Après avoir appliqué chacune des étapes de la sélection décrite dans les sections suivantes, les événements se trouvent exclusivement dans l'un des quatre canaux.

5.4.2.1 Reconstruction des bosons Z et $Z^{(*)}$

Pour reconstruire les deux bosons Z et $Z^{(*)}$, on sélectionne des événements avec au moins quatre leptons vérifiant les critères suivants :

- **SFOS** (pour *Same Flavor Opposite Sign*) : deux paires de leptons de charge opposée et de même saveur.
- **Cinématiques** : Les trois leptons les plus énergétiques du quadruplé passent des seuils en impulsion transverse p_T de 20, 15 et 10 GeV respectivement.
- **Déclenchement** : L'évènement doit avoir été déclenché par un des leptons du quadruplé.
- Parmi les combinaisons possibles de paires de leptons formant les bosons Z et Z^* , celles dont la masse reconstruite m_{12} du candidat boson Z est la plus proche de la masse nominale d'un boson Z $m_Z^{nominal} = 91.19$ GeV [62] sont sélectionnées. Si l'évènement contient plus de quatre leptons, plusieurs combinaisons sont possibles.

Parmi les quadruplés restants, la paire dont la masse reconstruite m_{34} du candidat Z^* la plus proche de celle de $m_Z^{nominal}$ est sélectionnée.

- **Masse Z_1** : La masse reconstruite du boson Z doit satisfaire $50 \text{ GeV} < m_{12} < 106 \text{ GeV}$.
- **Masse Z_2** : La masse reconstruite du boson Z^* doit satisfaire $m_{seuil} < m_{34} < 115 \text{ GeV}$, avec m_{seuil} qui dépend de la masse reconstruite du quadruplé $m_{4\ell}$. Lorsque $m_{4\ell} \leq 140 \text{ GeV}$ alors $m_{seuil} = 12 \text{ GeV}$ et lorsque $m_{4\ell} \geq 190 \text{ GeV}$ alors $m_{seuil} = 50 \text{ GeV}$. Pour les valeurs intermédiaires, $140 \leq m_{4\ell} \leq 190 \text{ GeV}$, m_{seuil} est extrapolé linéairement entre 12 GeV et 50 GeV.
- **Veto J/Ψ** : Pour les canaux $4e$ ou 4μ , si l'une des masses reconstruites des paires croisées satisfait $m_{\ell+\ell-} < 5 \text{ GeV}$, alors le quadruplé n'est pas sélectionné afin de rejeter les quadruplés contenant des états finaux issus de la désintégration de J/ψ .
- **ΔR** : Les quatre leptons du quadruplé doivent être séparés géométriquement et satisfaire les conditions : $\Delta R_{\ell,\ell'} > 0.10$ ou 0.20 pour les paires de leptons (ℓ, ℓ') de même saveur et de différentes saveurs respectivement.

L'ensemble de ces critères de sélection a été optimisé afin de maximiser la sensibilité de l'analyse. On peut voir dans la figure 5.3 l'impact des critères de sélections cinématiques et des critères sur la masse des candidats boson Z et Z^* .

5.4.2.2 Critères de discrimination du bruit de fond

Le bruit de fond irréductible et dominant dans cette analyse provient du processus $ZZ^{(*)}$ du Modèle Standard. Les bruits de fond $Z + jets$ et $t\bar{t}$ sont réductibles : les leptons de ces processus proviennent de la désintégration de hadrons contenant des quarks c ou b , de la conversion de photons ainsi que de la mauvaise identification de jets. Les jets légers reconstruits comme des leptons sont moins isolés dans le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique qu'un lepton issu de la désintégration d'un boson Z . De plus, les électrons provenant de la désintégration semi-leptonique des mésons contenant des quarks b ou les électrons issus de la conversion d'un photon ont un vertex déplacé par rapport au vertex primaire. Ainsi, pour rejeter ces bruits de fond, des coupures sur l'isolation relative dans le détecteur interne ainsi que dans le calorimètre et sur la significativité du paramètre d'impact des leptons du quadruplé sont appliquées. Dans la suite, ces trois coupures seront nommées critères d'isolation + d_0 .

On a vu dans la section 2.5.3.1 décrivant la reconstruction des électrons que la taille d'un amas d'électron est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ dans le tonneau et 5×5 dans les bouchons. On sait par ailleurs, que plus l'énergie d'un électron est grande, plus les fuites d'énergie en dehors de son amas augmentent, de même que les pertes dues à la radiation de freinage. Pour tenir compte de ce phénomène, la variable discriminante utilisée est l'isolation relative du lepton, c'est-à-dire le rapport de l'isolation par l'énergie de l'électron ou du muon. L'isolation est définie comme la somme des dépôts d'énergie dans un cône ΔR autour du lepton, sans prendre en compte l'énergie lui appartenant. Sur ce même principe l'isolation relative des traces est utilisée comme critère de sélection. Dans le tableau 5.2 se trouve le détail de ces coupures et la définition des variables utilisées.

Afin de ne pas prendre en compte l'énergie provenant d'un lepton du quadruplé dans le

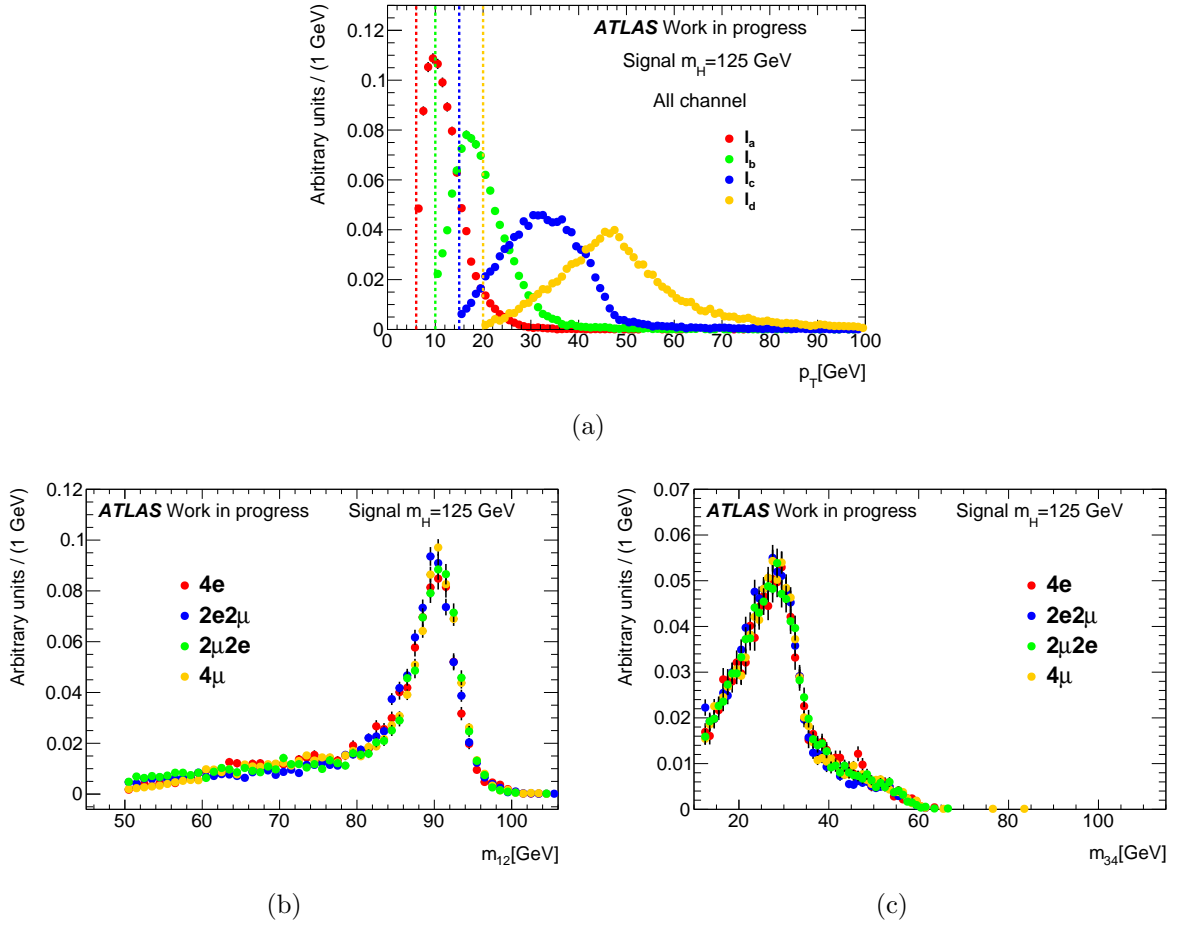


Figure 5.3 – Ces distributions utilisent des événements de signal simulés pour une masse de 125 GeV. Distribution des impulsions transverse des leptons du quadruplé après sélection des événements pour tous les canaux combinés (a) avec $p_{T,l_a} < p_{T,l_b} < p_{T,l_c} < p_{T,l_d}$. Distribution de la masse reconstruite du boson Z_1 (b) et Z_2 (b) pour chaque canal séparément. Les coupures appliquées pour l'impulsion transverse dans l'analyse sont montrées avec une ligne verticale.

cône d'isolation, les contributions de ceux-ci sont soustraites avant d'appliquer la coupure d'isolation relative calorimétrique ou des traces.

On peut voir dans la figure 5.4 les distributions de l'isolation relative calorimétrique et des traces ainsi que de la signification du paramètre d'impact, pour des électrons issus de différentes sources : des électrons provenant des bosons Z (e), des électrons provenant de jet de quarks lourds (q), des électrons issus de la conversion de photons (γ) et des électrons provenant de la mauvaise identification de jets (f). On remarque le pouvoir discriminant des variables d'isolations contre les électrons non isolés. Aussi on remarque que le critère de la signification du paramètre d'impact discrimine les électrons issus de la désintégration de quark lourd et des électrons provenant de conversions de photons qui ont un vertex déplacé par rapport au vertex primaire.

Electron	
Isolation calorimétrique relative	$\Sigma E_T^{\Delta R=0.2}/E_{T,electron} < 0.2$
Isolation des traces relative	$\Sigma p_T^{\Delta R=0.2}/p_{T,electron} < 0.15$
Signifiante du paramètre d'impact	$ d_0/\sigma_{d_0} < 6.5$
Muon (<i>Standalone</i>)	
Isolation calorimétrique relative	$\Sigma E_T^{\Delta R=0.2}/p_{T,muon} < 0.3(0.15)$
Isolation des traces relative	$\Sigma p_T^{\Delta R=0.2}/p_{T,muon} < 0.15$
Signifiante du paramètre d'impact	$ d_0/\sigma_{d_0} < 3.5$

Table 5.2 – *Critères additionnels appliqués aux leptons du quadruplé. Les muons dits Standalone ont une coupure plus stricte sur l'isolation calorimétrique relative.*

5.4.2.3 Acceptance de la sélection sur le signal

Les efficacités de différentes étapes de la sélection des candidats Higgs pour des événements simulés avec une masse $m_H = 125$ GeV dans le mode de production de fusion de gluons sont présentées dans le tableau 5.3.

Sélection	4e		2e2μ/2μ2e		4μ	
	Nombre	ε (%)	Nombre	ε (%)	Nombre	ε (%)
Quadruplé	3.81	-	9.43	-	6.94	-
SFOS	3.70	97	9.27	98	6.90	99
Cinématiques	3.55	96	8.82	95	6.52	94
Déclenchement	3.55	100	8.82	100	6.52	100
Masse Z_1	3.26	92	4.50/3.61	92	6.42	99
Masse Z_2	2.97	91	4.06/3.27	90/91	5.84	91
$\Delta R + \text{Veto } J/\Psi$	2.93	99	3.92/3.17	97/97	5.73	98
Isolation + d_0	2.46	84	3.47/2.69	88/85	5.16	90
Total	-	65	-	65	-	74

Table 5.3 – *Nombre d'événements passant les sélections de l'analyse et efficacités de sélection pour les différentes coupures appliquées sur l'échantillon de signal simulé avec $m_H = 125$ GeV produit par fusion de gluons à $\sqrt{s} = 8$ TeV pour une luminosité intégrée de 20.3 fb^{-1} .*

On remarque que lors de la formation des quadruplés le canal 4μ a ~ 2 fois plus d'événements que le canal $4e$. Ceci est l'impact direct de l'efficacité de reconstruction et d'identification des muons (figure 2.31) et des électrons (figures 4.8 et 2.30).

On peut noter que parmi les quatre canaux, le canal 4μ a la plus grande acceptance, pour cette sélection, atteignant 74% d'efficacité de sélection contre 65% pour $4e$ et $2e2\mu/2\mu2e$. Ceci est dû principalement à la coupure sur la masse reconstruite du boson Z_1 et les critères d'isolation + d_0 . La meilleure résolution en énergie des muons permet une distribution de masse plus étroite dans la désintégration $Z \rightarrow \mu\mu$ par rapport à $Z \rightarrow ee$ ce qui se traduit par une efficacité de la coupure sur la masse de Z_1 de 99% et 92%

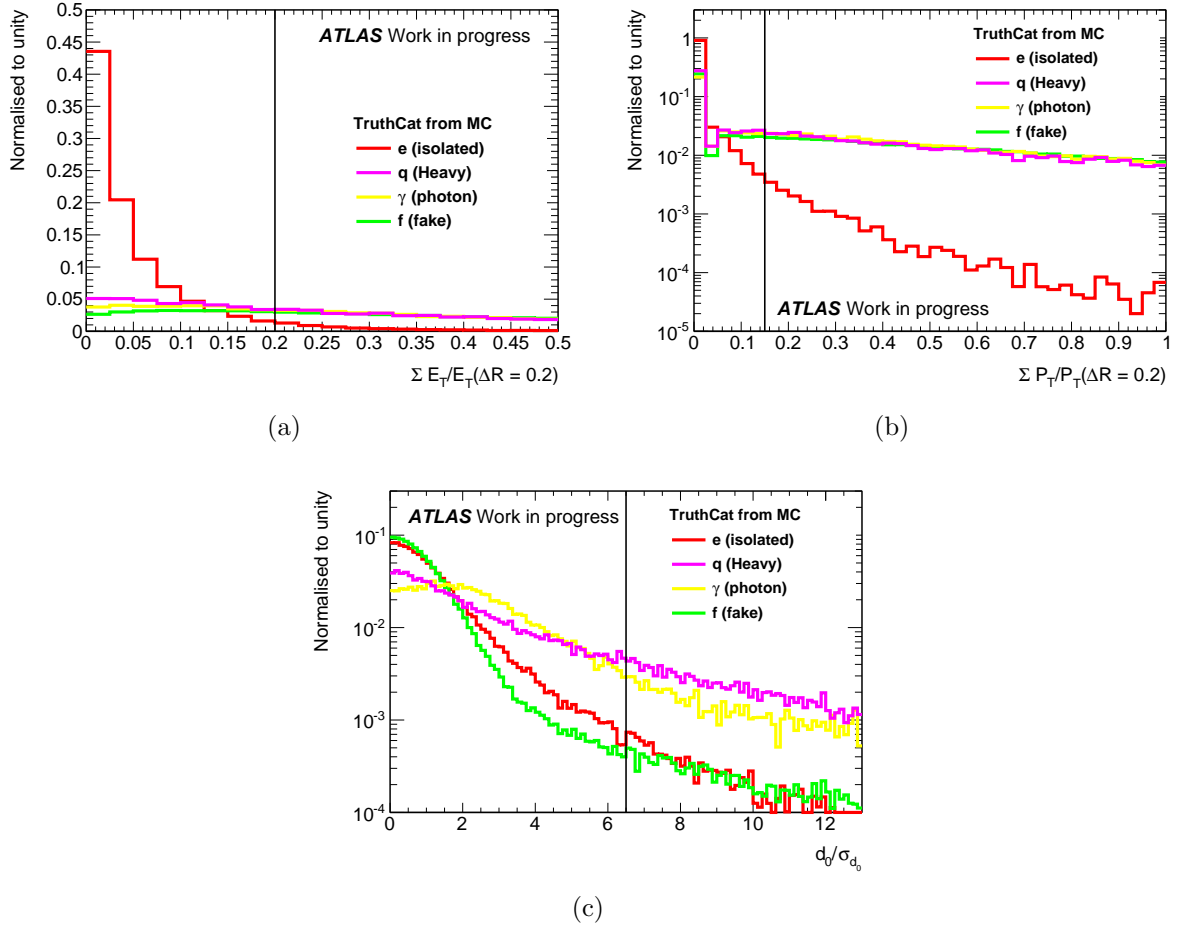


Figure 5.4 – Distribution de la variable d’isolation relative calorimétrique (a), d’isolation relative des traces (b) et de la signification du paramètre d’impact (c) pour des électrons provenant de la désintégration de bosons Z (rouge), de jets de quark b (rose), de la conversion de photons (jaune) et de la mauvaise identification de jets (vert). Ces distributions utilisent les candidats électrons accompagnés d’un candidat boson Z sélectionnés dans des événements de la simulation Monte Carlo de processus ZZ^* , $Z + \text{jets}$ et $t\bar{t}$ (plus de détail sur la sélection se trouve dans la section 5.6.2.1). La coupure appliquée dans l’analyse est montrée dans chacune des distributions avec une ligne verticale.

respectivement.

On observe $\sim 30\%$ plus d’événements dans le canal $2e2\mu$ par rapport au canal $2\mu2e$. Cette différence est expliquée par la meilleure efficacité de reconstruction des muons de basse énergie qui forment le boson Z_2 par rapport aux électrons.

5.4.3 Correction de la masse reconstruite $m_{4\ell}$

Après la sélection décrite dans les sections précédentes les candidats Higgs sont sélectionnés. Une des variables discriminantes utilisée pour l’extraction du signal est la masse recons-

truite des quatre leptons $m_{4\ell}$. Afin d'améliorer la résolution de la masse, deux corrections sont appliquées à cette variable. L'effet de ces deux corrections combinées a été mesuré dans la simulation Monte Carlo et montre une amélioration de la résolution d'environ 15% sur la masse invariante $m_{4\ell}$ [81].

5.4.3.1 Prise en compte des photons radiatifs dans l'état final

Lors de la désintégration des candidats boson Z en paires de leptons, un photon appelé photon FSR ou *Final State Radiation* peut être rayonné par processus QED. Une première correction de la masse $m_{4\ell}$ consiste à prendre en compte les photons de radiation dans la reconstruction de l'état final. Pour cela, on recherche tout d'abord des photons FSR colinéaires ($\Delta R_{amas,\mu} < 0.15$) aux muons et des photons FSR lointains ($\Delta R_{amas,\ell} > 0.15$) sont recherchés pour le cas des muons et des électrons. Si plusieurs photons FSR sont identifiés, la priorité est donnée aux photons colinéaires et seul le plus énergétique est considéré et pris en compte pour la reconstruction de la masse du boson Z .

Les photons FSR colinéaires considérés doivent satisfaire $E_T > 1.5$ GeV et la fraction de l'énergie déposée dans la première couche du calorimètre électromagnétique doit satisfaire $f_1 > 0.1$ afin de rejeter les jets mal reconstruits comme des photons. Les photons lointains doivent satisfaire $E_T > 10$ GeV, être isolés ($\Sigma E_T^{\Delta R=0.4} < 4$ GeV) et passer le critère le plus strict d'identification.

La correction est appliquée lorsque $66 < m_{\mu\mu} < 89$ GeV et $m_{\mu\mu\gamma} < 100$ GeV dans le cas des photons colinéaires. Et pour le cas des photons lointains, les critères $m_{\ell\ell} < 81$ GeV et $m_{\ell\ell\gamma} < 100$ GeV doivent être satisfaits.

Cette correction est appliquée au Z_1 uniquement pour $m_{4\ell} < 190$ GeV et à celui avec la masse la plus proche de $m_Z^{nominal}$ dans le cas où les deux bosons Z sont sur leur couche de masse ($m_{4\ell} > 190$ GeV). L'impact de la récupération des photons FSR sur la masse reconstruite de boson $Z \rightarrow \mu\mu$ a été étudiée dans les données et dans la simulation Monte Carlo [81]. Dans la figure 5.5, l'impact de cette correction est présentée sur des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Les résultats montrent que 4% des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ sélectionnés sont concernés par une correction de photons FSR colinéaires et ~ 1 % par une correction de photons FSR non colinéaire. La pureté des photons FSR colinéaires sélectionnés est de 85%. Les 15% restant proviennent de photons mal identifiés issus de l'ionisation de l'argon liquide après le passage de muons ou du *pile-up*. La sélection des photons FSR non colinéaires est efficace de 60% et a une pureté supérieure à 95%.

Une amélioration de $3 \pm 1\%$ sur la résolution de la masse des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ est mesurée avec un ajustement de la distribution avant et après la récupération des photons FSR. Une étude similaire sur des événements $Z \rightarrow ee$ montre une amélioration significative sur la résolution de la masse [78].

L'erreur systématique sur l'échelle d'énergie et la résolution liée à cette correction sont considérées négligeables dues au fait que seulement $\sim 4\%$ des événements Z sont corrigés.

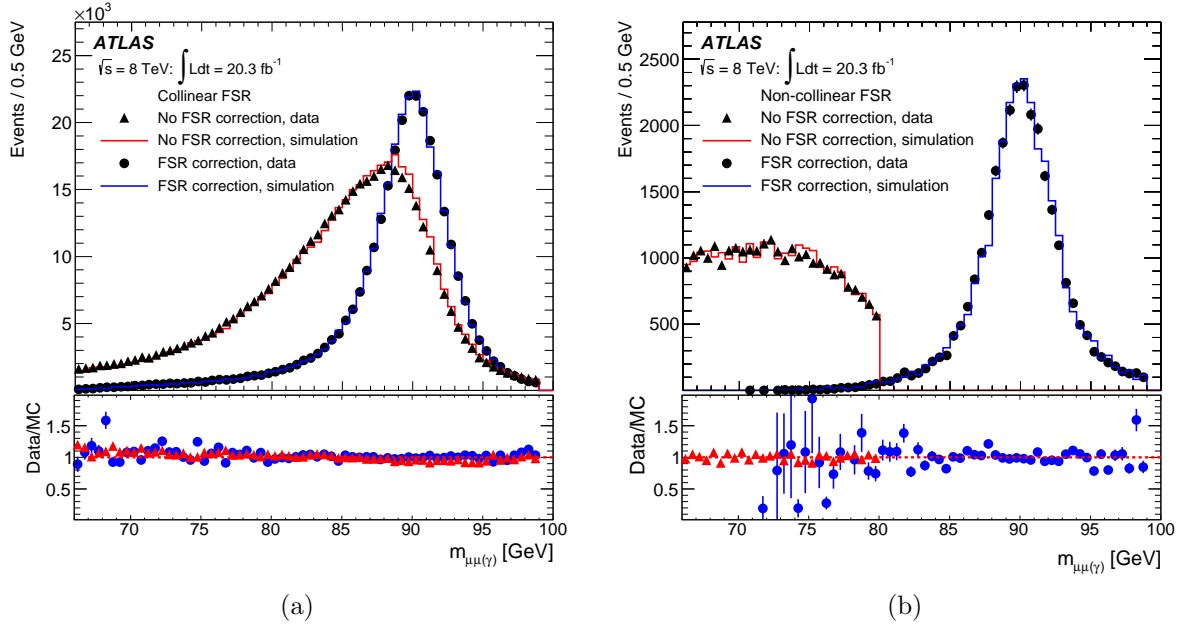


Figure 5.5 – Distribution de la masse invariante d'événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^- (\gamma)$ reconstruite dans les données de 2012 et dans la simulation Monte Carlo avant (triangles) et après (cercles) la correction des photons FSR colinéaires (a) et lointains (b)[81].

5.4.3.2 Correction de $m_{4\ell}$ à l'aide de contraintes sur la masse du boson Z

La seconde correction appliquée à la masse $m_{4\ell}$ est justifiée par le fait que l'on s'attend à ce que la masse reconstruite m_{12} du boson Z_1 se trouvant sur sa couche masse soit de la même valeur que $m_Z^{nominal}$.

Pour cela une méthode de maximum de vraisemblance est utilisée. La fonction de vraisemblance est définie comme[78] :

$$\mathcal{L}(\mathbf{p}_1^{true}, \mathbf{p}_2^{true}, \mathbf{p}_1^{rec}, \mathbf{p}_2^{rec}) = B(\mathbf{p}_1^{true}, \mathbf{p}_2^{true}) \cdot R_1(\mathbf{p}_1^{true}, \mathbf{p}_1^{rec}) \cdot R_2(\mathbf{p}_2^{true}, \mathbf{p}_2^{rec}) \quad (5.1)$$

avec $\mathbf{p}_{1,2}^{true}$ et $\mathbf{p}_{1,2}^{rec}$ les quadrvecteurs des leptons générés et reconstruits. B est la fonction de densité de probabilité (PDF) de la distribution de la masse d'un boson Z au niveau générateur, modélisée par une fonction Breit-Wigner. $R_{1,2}$ sont les PDFs de la réponse du détecteur en énergie ou impulsion des leptons formant le boson Z_1 modélisées par des fonctions gaussiennes.

Puisque les directions des leptons ($\eta_{1,2}^{rec}, \phi_{1,2}^{rec}$) sont précisément mesurées, elles sont considérées comme paramètres fixes ; ainsi elles correspondent aux valeurs ($\eta_{1,2}^{true}, \phi_{1,2}^{true}$). La fonction \mathcal{L} est maximisée pour chaque candidat sélectionné afin d'obtenir les quadrvecteurs $\mathbf{p}_{1,2}^{ml}$ construits avec les énergies les plus vraisemblables. Cette méthode applique une contrainte sur la masse du boson Z_1 .

Cette correction permet d'améliorer la résolution de la masse invariante $m_{4\ell}$. On peut voir dans la figure 5.6 la masse reconstruite avant et après la contrainte sur la masse du boson Z . On remarque que la largeur de la gaussienne d'ajustement diminue de 360 MeV après cette correction. D'autre part, la masse $m_{4\ell}$ reconstruite est plus proche de la valeur

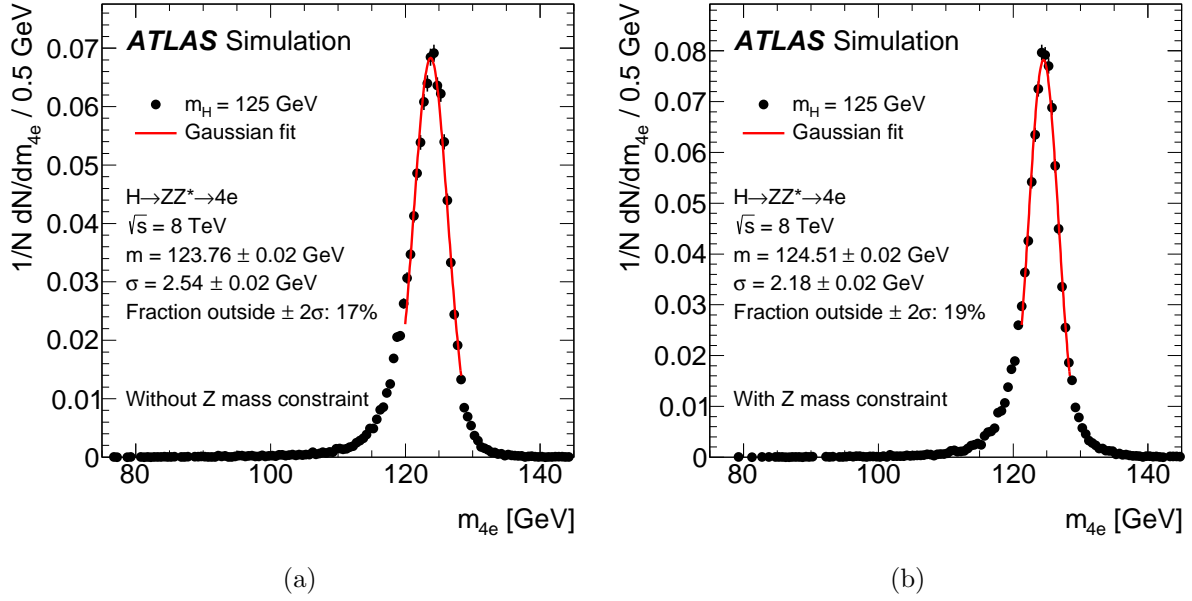


Figure 5.6 – Distribution de la masse invariante m_{4e} reconstruite dans la simulation Monte Carlo avant (a) et après (b) la contrainte sur la masse du boson Z_1 [81].

générée par la simulation. Sur l'ensemble des canaux, une amélioration sur la résolution de la masse d'environ 15% est observée.

5.4.4 Discriminant BDT_{ZZ^*}

Une seconde variable BDT_{ZZ^*} issue de la combinaison de plusieurs variables discriminantes par la technique multivariée *Boosted Decision Trees* (BDT) [112] est utilisée en plus de $m_{4\ell}$ afin d'extraire le signal.

Les différences cinématiques entre le signal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ et le bruit de fond ZZ^* du Modèle Standard sont utilisées afin de discriminer celui-ci. L'échantillon de signal est constitué des événements simulés $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ produits par fusion de gluons et ayant une masse $m_H = 125$ GeV et celui de bruit de fond d'événements simulés $q\bar{q} \rightarrow ZZ^*$. Les événements doivent vérifier la sélection décrite précédemment et satisfaire $115 < m_{4\ell} < 130$ GeV⁷. Afin d'entraîner le BDT, les variables utilisées sont l'impulsion transverse et la pseudo-rapacité du système de quatre leptons et la variable discriminante cinématique D_{ZZ^*} basée sur les éléments de matrice comme suivant :

$$D_{ZZ^*} = \ln \left(\frac{|\mathcal{M}_{sig}|^2}{|\mathcal{M}_{ZZ}|^2} \right) \quad (5.2)$$

où \mathcal{M}_{sig} (\mathcal{M}_{ZZ}) est l'élément de matrice du signal (bruit de fond ZZ^*) calculé en utilisant MADGRAPH [113]. La figure 5.7 montre le pouvoir de séparation de la variable discriminante BDT_{ZZ^*} entre le signal et le bruit de fond ZZ^* .

7. cette fenêtre contient 95% du signal.

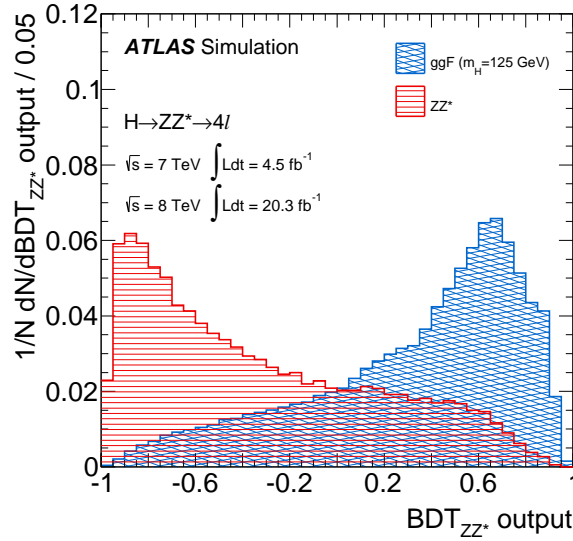


Figure 5.7 – Distribution de la variable discriminante BDT_{ZZ^*} pour le signal et le bruit de fond ZZ^* [81].

5.5 Définition et estimation du bruit de fond

Afin d’extraire le nombre d’événements de type signal et de mesurer les propriétés du boson de Higgs à partir de ceux sélectionnés en suivant les étapes décrites dans la section 5.4.2, deux paramètres importants restent à déterminer : le nombre d’événements de type bruit de fond attendu et leurs distributions pour les variables discriminantes de l’analyse ($m_{4\ell}$, BDT_{ZZ^*}). Ces variables seront par la suite utilisées pour faire un ajustement global des données avec les modèles de bruit de fond et de signal. Le paramètre d’intérêt de l’ajustement est la force du signal qui est le seul paramètre libre. L’ajustement nécessite une estimation du nombre d’événements attendus du signal et des différents bruits de fond (norme) de même que leur PDF (forme) dans le plan ($m_{4\ell}$, BDT_{ZZ^*}). Les incertitudes sur ces estimations sont traitées comme des paramètres de nuisance de l’ajustement et contraintes par les données. Les sections suivantes décrivent les différents types de bruit de fond qui contribuent à cette analyse et la stratégie choisie pour leur estimation.

5.5.1 Bruit de fond irréductible

Le bruit de fond dominant de cette analyse provient de la production de diboson ZZ^* du Modèle Standard. Ce processus ayant la même état final que le signal est dit irréductible. L’estimation du nombre d’événements attendus et de la forme de sa distribution pour les variables $m_{4\ell}$ et BDT_{ZZ^*} utilise la simulation Monte Carlo de ce processus en normalisant le nombre d’événements sélectionnés par la section efficace correspondante.

5.5.2 Bruit de fond réductible

Le bruit de fond réductible de cette analyse est composé des processus $Z + jets$ qui regroupent la production d'un boson Z accompagné de jets légers, $Z + light$, et lourds, $Zb\bar{b}$, dont les leptons proviennent de jets mal identifiés ou se trouvant dans les jets de quarks lourds. À ces bruits de fonds s'additionnent les processus $t\bar{t}$. La contribution du processus WZ , dont les leptons proviennent de la désintégration de boson W , est estimé directement à partir des simulations Monte Carlo.

La composition du bruit de fond varie en fonction de la saveur des leptons reconstruits ℓ_3, ℓ_4 de basse énergie formant le candidat boson hors de sa couche de masse Z^* . Dans le cas des muons, le bruit de fond réductible est dominé par les processus contenant des quarks lourds $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$ et dans le cas des électrons, le bruit de fond dominant est $Z + light$. Pour ces raisons, les techniques utilisées pour l'estimation de ces bruits de fond sont différentes pour les canaux 4μ , $2e2\mu$ et les canaux $4e$, $2\mu2e$.

L'estimation du nombre d'événements attendus de bruit de fond réductible utilise plusieurs méthodes basées sur les données. La stratégie adoptée consiste à construire des régions de contrôle dénotées CR , construites en relaxant ou inversant un ou plusieurs des critères de sélection sur les leptons les moins énergétiques. Le bruit de fond attendu dans la région de signal, dénotée SR , est estimé par extrapolation du nombre d'événements dans la CR vers la SR en utilisant des facteurs de transfert.

5.5.2.1 Méthodes d'estimation dans les canaux 4μ , $2e2\mu$

Le bruit de fond réductible dominant pour les canaux 4μ , $2e2\mu$ provient de la production de boson Z accompagnée de leptons issus de la désintégration semi-leptonique de mesons lourds $Zb\bar{b}$. De plus, les processus de bosons Z accompagnés de π/K produits à l'intérieur de jets légers dénotés $Z + light$, contribuent à ce bruit de fond. La somme des contributions $Zb\bar{b}$ et $Z + light$ est dénotée $Z + jets$. Une dernière contribution provient des processus $t\bar{t}$. Pour l'estimation du bruit de fond réductible, trois méthodes sont utilisées : un ajustement global simultané de la distribution m_{12} dans plusieurs régions de contrôle, un ajustement de la distribution m_{12} et l'estimation de $t\bar{t}$ avec la CR $e\mu + \mu\mu$. La méthode de référence retenue pour cette estimation est celle utilisant l'ajustement global simultané. Les autres méthodes permettent de vérifier le résultat.

La méthode d'ajustement global simultané utilise cinq régions de contrôle (CR). La première est sélectionnée en appliquant la sélection des candidats bosons de Higgs à l'exception des critères d'isolation + d_0 sur les muons μ_3, μ_4 du boson Z^* . Cette CR est appelée la région de contrôle relaxée. Les quatre autres CR sont enrichies en bruit de fond, et sont construites de manière à minimiser la contamination du signal et du bruit de fond ZZ^* . Elles sont sélectionnées à partir de la CR relaxée avec en plus les conditions suivantes :

1. Le critère de signficance du paramètre d'impact est inversé sur au moins un des 2 muons μ_3, μ_4 permettant d'enrichir la CR en $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$.
2. Le critère de signficance du paramètre d'impact est appliqué sur μ_3, μ_4 et les critères d'isolation sont inversés sur au moins un d'entre eux permettant d'enrichir

la CR en processus $Z + light$ et $t\bar{t}$.

3. Les muons μ_3, μ_4 doivent être de même signe. Cette CR n'est pas dominée par un bruit de fond spécifique, tous les bruits de fond réductibles ont une contribution significative.
4. Les leptons ℓ_1, ℓ_2 provenant de la désintégration du candidat boson Z sur sa couche de masse doivent être de saveur différente ($e\mu$). La condition sur la charge des muons μ_3, μ_4 est relâchée. Les événements contenant des bosons $Z \rightarrow e^+e^-$ ou $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont rejetés avec une coupure sur la masse invariante. Cette CR est enrichie en processus $t\bar{t}$.

Les distributions de masse m_{12} des quatre régions de contrôle sont ajustées simultanément et les paramètres libres sont le nombre d'événements de chacun des bruits de fond. Pour la modélisation du processus $t\bar{t}$ un polynôme de Chebychev du 2nd ordre est utilisé alors que les processus $Z + jets$ sont modélisés par une fonction Crystal Ball convoluée avec une fonction Breit-Wigner. L'ajustement des quatre régions de contrôle est montré dans la figure 5.8. L'ajustement global permet d'extraire la composition du nombre d'événements attendus dans la CR relaxé. Chaque nombre d'événements estimé par processus est ensuite extrapolé dans la région de signal en utilisant des facteurs de transfert. Ces derniers sont mesurés dans la simulation Monte Carlo de chaque type de bruit de fond. L'incertitude systématique de cette méthode provient de la différence des efficacités utilisées pour calculer les facteurs de transfert entre la simulation Monte Carlo et données s'élevant à 1.6%.

Dans la table 5.4 se trouve un résumé des estimations des différentes composantes de bruit de fond réductible.

5.5.2.2 Méthodes d'estimation dans les canaux $4e, 2\mu 2e$

Le bruit de fond réductible intervenant dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ est composé des processus $Z + jets, t\bar{t}$ et WZ . La contribution dominante provient des processus $Z + light$ dont les électrons additionnels proviennent de la mauvaise identification de jets légers. Pour estimer ces bruits de fond une région de contrôle est définie dans les données et l'extrapolation du nombre d'événements sélectionnés dans la région de signal SR est faite à l'aide de fonctions de transfert. La stratégie consiste à enrichir la CR avec les différentes sources d'électrons de type bruit de fond. Ceci est fait en relaxant ou inversant le critère d'identification et les critères d'isolation + d_0 sur un ou deux électrons reconstruits du quadruplé, dénotés X par la suite. Le niveau de contamination de bruit de fond irréductible ZZ^* et de signal est plus ou moins important selon le cas où les critères sont relaxés ou inversés. Dans les deux cas cette contribution est soustraite. Deux types de régions de contrôle sont utilisées :

- Une première CR nommée $3\ell + X$ est construite en appliquant les critères de sélection de l'analyse sauf pour l'électron reconstruit le moins énergétique e_4 où le critère d'identification est relaxé ainsi que les critères d'isolation + d_0 . De plus, les charges des électrons (e_3, X) doivent être de même signe afin de réduire la contamination de bruit de fond ZZ .

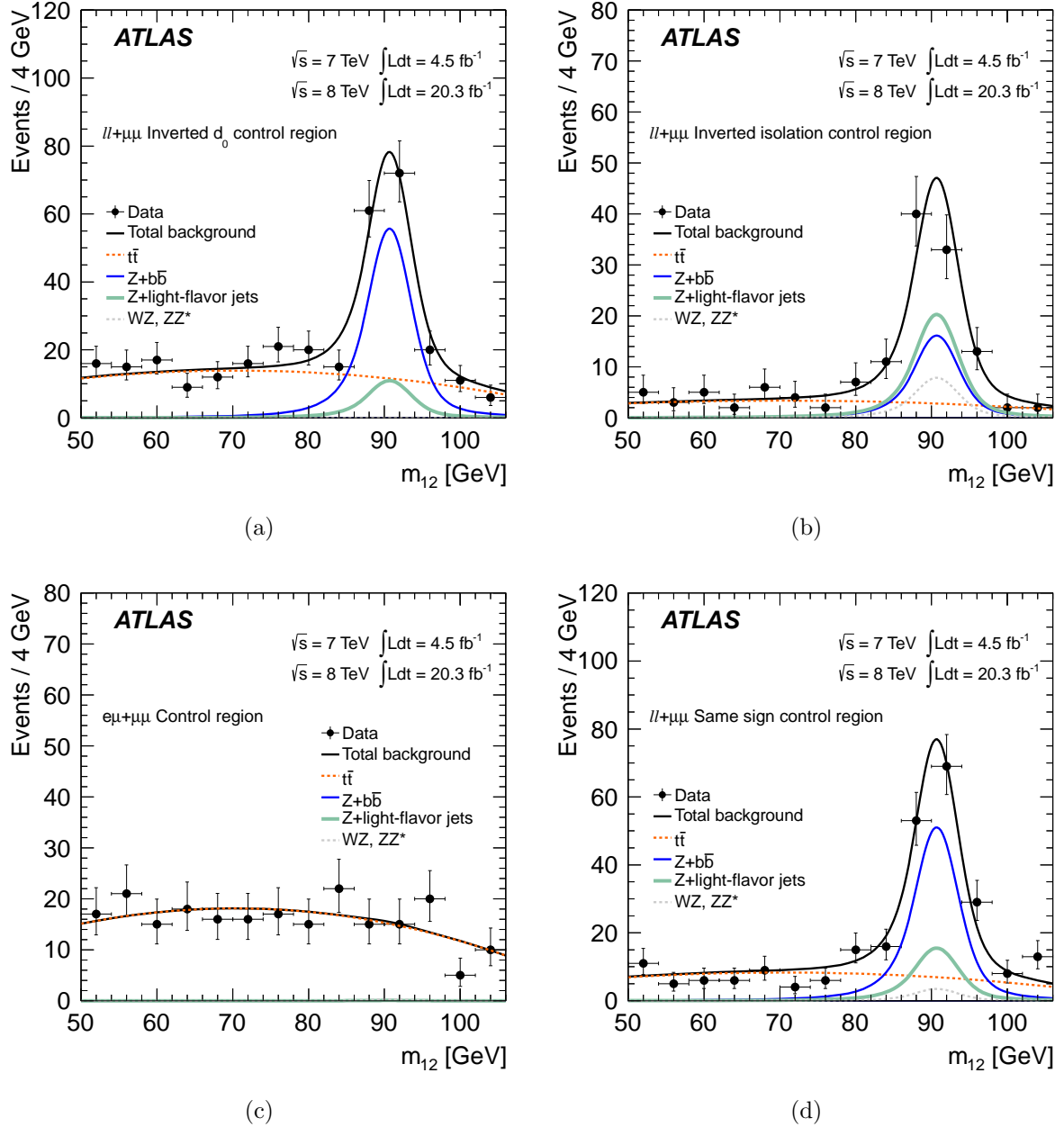


Figure 5.8 – Distribution de la masse invariante m_{12} reconstruite dans les données récoltées en 2011 et 2012 et résultat de l'ajustement global simultané dans les quatre régions de contrôle : CR1 (a), CR2 (b), CR3 (c) et CR4 (d) (voir texte)[81].

- Une autre CR nommée $Z+XX$ est construite en appliquant les critères de sélection de l'analyse sauf pour les deux électrons reconstruits e_3, e_4 formant le candidat boson hors de sa couche de masse Z^* , où le critère d'identification ainsi que les critères d'isolation + d_0 sont relaxés ou inversés.

Background	4μ	$2e2\mu$
$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$		
$Z + \text{jets}$	$0.42 \pm 0.21(\text{stat}) \pm 0.08(\text{syst})$	$0.29 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst})$
$t\bar{t}$	$0.081 \pm 0.016(\text{stat}) \pm 0.021(\text{syst})$	$0.056 \pm 0.011(\text{stat}) \pm 0.015(\text{syst})$
WZ expectation	0.08 ± 0.05	0.19 ± 0.10

$Z + \text{jets decomposition}$		
$Zb\bar{b}$	$0.36 \pm 0.19(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst})$	$0.25 \pm 0.13(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst})$
$Z + \text{light-flavor jets}$	$0.06 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.04(\text{syst})$	$0.04 \pm 0.06(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst})$
$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$		
$Z + \text{jets}$	$3.11 \pm 0.46(\text{stat}) \pm 0.43(\text{syst})$	$2.58 \pm 0.39(\text{stat}) \pm 0.43(\text{syst})$
$t\bar{t}$	$0.51 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.09(\text{syst})$	$0.48 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.08(\text{syst})$
WZ expectation	0.42 ± 0.07	0.44 ± 0.06

$Z + \text{jets decomposition}$		
$Zb\bar{b}$	$2.30 \pm 0.26(\text{stat}) \pm 0.14(\text{syst})$	$2.01 \pm 0.23(\text{stat}) \pm 0.13(\text{syst})$
$Z + \text{light-flavor jets}$	$0.81 \pm 0.38(\text{stat}) \pm 0.41(\text{syst})$	$0.57 \pm 0.31(\text{stat}) \pm 0.41(\text{syst})$

Table 5.4 – Estimation du bruit de fond réductible dans les canaux 4μ et $2e2\mu$ pour les données de 2011 et 2012. Les composantes $Z + \text{jets}$ et $t\bar{t}$ sont estimées à partir de la méthode décrite dans le texte et la composante WZ est estimée à partir des simulations Monte Carlo[81].

Une région de contrôle subsidiaire $Z + X$ est utilisée afin de mesurer les efficacités de chacun des électrons X de passer la sélection dans la région de signal. Cette région de contrôle contient des événements avec un boson $Z \rightarrow e^+e^-$ ou $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ accompagné d'un seul X additionnel. On a vu que les électrons de basse énergie du bruit de fond réductible proviennent de 4 sources différentes :

- **e** : issus de la désintégration de bosons Z ou W ,
- **q** : provenant de la désintégration semi-leptonique d'un quark lourd c ou b ,
- γ : provenant de la conversion d'un photon,
- **f** : jets légers mal identifiés.

La connaissance de la composition des électrons X des CR constitue un point critique de cette estimation. Cette information est cruciale afin d'extrapoler correctement les différentes compositions dans la région de signal. Afin d'estimer la composition permettant de calculer les efficacités intervenant dans les fonctions de transfert, différentes stratégies ont été exploitées.

Région de contrôle $3\ell + X$

Dans cette CR , la composition (q, γ, f) est extraite à partir d'un ajustement simultané des variables n_{Blayer} (nombre de points d'impact dans la couche interne du détecteur à pixels) et r_{TRT} (rapport entre le nombre de points d'impact dans le TRT passant le seuil

le plus élevé et le nombre total)⁸ dans les données. Les modèles utilisés pour l'ajustement sont obtenus à partir de la région de contrôle $Z + X$ dans la simulation Monte Carlo. Les résultats de l'ajustement se trouvent dans la figure 5.9. La contribution des différentes sources de bruit de fond sont ensuite déconvoluées⁹ en utilisant la méthode *sPlot*[114]. Les composantes obtenues par cet ajustement sont extrapolées dans la région de signal

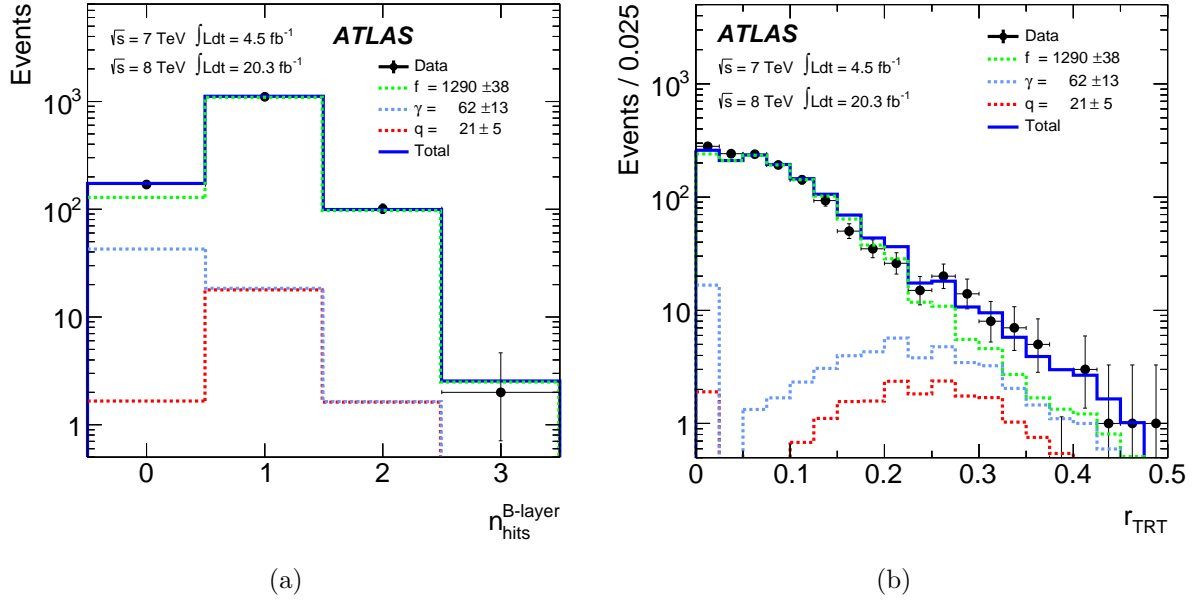


Figure 5.9 – Résultat de l'ajustement simultané de n_{Blayer} (a) et r_{TRT} (b) sur les données de 2011 et 2012 effectué séparément pour les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ et additionnés ici[81].

en utilisant les efficacités de chacune d'entre elles de satisfaire les critères de sélection de l'analyse obtenues dans la région de contrôle $Z + X$ dans la simulation Monte Carlo. Trois régions de contrôle, chacune enrichies en type d'électron de bruit de fond (q , γ , f) sont construites afin de mesurer les efficacités dans les données et la simulation Monte Carlo, permettant d'extraire des facteurs de corrections. Les efficacités de chaque catégorie sont alors corrigées pour chaque composante. L'incertitude systématique dominante de cette méthode provient de ces corrections, correspondant à 30, 20 et 25% sur les composantes f , γ et q respectivement. L'impact de cette incertitude systématique sur l'estimation finale de ce bruit de fond est de $\sim 19\%$ pour le canal $4e$ et de $\sim 21\%$ pour le canal $2\mu 2e$.

8. Ces variables sont définies dans le tableau 2.7.

9. Les événements sont pondérés afin d'obtenir une corrélation similaire entre les deux variables de l'ajustement pour les données et la simulation Monte Carlo.

Région de contrôle $Z + XX$

Plusieurs stratégies basées sur la CR de type $Z + XX$ ont été développées avec différentes définitions de la région de contrôle et différentes manières de mesurer les efficacités des candidats électron X pour passer la sélection de la région de signal.

Afin d'avoir un meilleur contrôle de la composition de la CR , les candidats électrons X reconstruits dans les données et la simulation Monte Carlo sont classifiés en “Electron (E)” pour les X dont les caractéristiques sont proches de celles d'électrons provenant de bosons Z ou W et “Fake (F)” pour les X dont les caractéristiques sont proches de jets mal identifiés comme des électrons. La classification des candidats électron X se fait sur la base de variables calorimétriques et de traces utilisées lors de la reconstruction des électrons comme suivant :

- **Catégorie E** : L'énergie déposée dans la première couche longitudinale du calorimètre à argon liquide divisée par l'énergie totale mesurée des candidats électron X doit vérifier $f_1 > 0.1$ afin de réduire la contribution des jets mal identifiés comme des électrons. De plus, la trace de l'électron doit avoir un point d'impact dans la couche interne du détecteur à pixels appelé B-layer afin de réduire la contribution des photons de conversion et de jets de quark b ou c . Pour les X se trouvant dans la région instrumentée par le TRT ($|\eta| < 2.0$) une coupure dont le seuil dépend de sa pseudo-rapacité est appliquée sur la variable $rTRT$. Dans le cas où ($|\eta| > 2.0$) la variable R_ϕ (définie dans le tableau 2.7) doit vérifier $R_\phi > 0.9$.
- **Catégorie F** : Tous les X qui ne sont pas sélectionnés dans la catégorie E.

Estimation à partir de la région de contrôle dans la simulation (\mathcal{TF} 1)

Une première méthode utilise la région de contrôle sélectionnée en appliquant la sélection des candidats bosons de Higgs à l'exception des critères d'identification et d'isolation + d_0 sur les électrons reconstruits e_3, e_4 du boson Z^* . Cette CR est appelée région de contrôle relâchée. Après sélection de cette région de contrôle dans les données, chaque événement est classifié selon les 4 catégories de reconstruction suivantes : $Z+EE, Z+FE, Z+EF$ et $Z+FF$. Chacune des catégories est ensuite décomposée selon la provenance des électrons X : $ee, qq, \gamma\gamma, ff$ et les 12 combinaisons croisées. Cette dernière information provient des simulations Monte Carlo. Chaque sous-catégorie d'événements est extrapolée vers la région de signal, en utilisant les efficacités de chacune d'entre elles de passer les critères de sélection de SR . Ces efficacités sont mesurées dans la région $Z + X$ de la même manière que dans la méthode $3\ell + X$.

Estimation à partir de la région de contrôle dans les données (\mathcal{TF} 2, \mathcal{TF} 3)

Ici, la région de contrôle est basée sur les données et les événements sont sélectionnés si les deux électrons X ne satisfont pas une des conditions suivantes : le critère d'identification LOOSE likelihood, l'isolation calorimétrique, l'isolation de la trace ou la coupure sur la signification du paramètre d'impact. Les événements de la région de contrôle sont extrapolés dans la région de signal en utilisant les efficacités des électrons de passer la sélection de l'analyse. Deux variantes pour l'estimation de ces efficacités ont été exploitées. La première variante (\mathcal{TF} 2) consiste à mesurer les efficacités à partir de la région de

contrôle $Z + X$ dans la simulation Monte Carlo et les corrige afin qu'elle reproduise celles observées dans des régions spécifiques des données (de la même manière que pour les méthodes précédemment décrites). La seconde (\mathcal{TF} 3) consiste à extraire les efficacités de la région de contrôle $Z + X$ dans les données. La section suivante décrit plus en détail l'estimation du bruit de fond réductible avec cette stratégie, ce qui constitue le coeur de ma contribution dans cette analyse.

5.6 Estimation du bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$

L'estimation du bruit de fond réductible dans cette analyse est critique. En effet sa contribution est non négligeable à basse masse < 180 GeV et plus particulièrement dans la région du pic de résonance du boson de Higgs de masse ~ 125 GeV. Pour ces raisons l'estimation du nombre d'événements de bruit de fond et l'extraction de la forme de leurs distributions pour les variables discriminantes m_{4e} et BDT_{ZZ^*} sont essentielles. Durant ma thèse j'ai développé la méthode des facteurs de transfert permettant l'estimation du bruit de fond réductible dans les canaux dont les leptons les moins énergétiques du quadruplé sont des électrons : $4e$ et $2\mu 2e$. Dans cette section, je décris les différentes étapes de cette estimation, le choix de la stratégie adoptée et les résultats correspondants.

5.6.1 Description générale de la méthode

La méthode des facteurs de transfert permet d'estimer la contribution du bruit de fond dans la région de signal (SR). Pour cela le nombre d'événements d'une région de contrôle (CR) est extrapolée dans la région de signal en utilisant une fonction de transfert $\mathcal{TF}(\epsilon_3, \epsilon_4)$. La fonction de transfert dépend des efficacités (ϵ_3, ϵ_4) des électrons (X_3, X_4) de passer les critères de sélection qu'un électron de l'analyse doit vérifier : les critères d'identification LOOSE likelihood, les critères d'isolations et de la signification du paramètre d'impact définis dans la section 5.4.2.2. Ces efficacités peuvent être mesurées dans la région subsidiaire $Z + X$ dans les données et dans la simulation Monte Carlo où les efficacités des 4 sources d'électrons (e, q, γ, f) sont corrigées par les données. Un schéma descriptif de la méthode se trouve dans la figure 5.10.

Pour les raisons expliquées précédemment, les électrons reconstruits X sont classifiés suivant les deux catégories d'électrons E et F . Les événements de la CR $Z + XX$ sont alors classifiés suivant les 4 différents groupes : $Z + EE, Z + EF, Z + FE, Z + FF$.

Le nombre d'événements de chacun des quatre groupes sont extrapolés dans la région de signal et la somme de ces quatre contributions correspond à l'estimation de bruit de fond. Plus précisément, la fonction de transfert spécifique à chaque sous-région de contrôle attribue un poids \mathcal{TF}_i à chaque événement i . Et le nombre d'événements extrapolés dans la région de signal N_{SR} est :

$$N_{SR} = \sum_{i=1}^{N_{CR}} \mathcal{TF}_i(\epsilon_3, \epsilon_4)$$

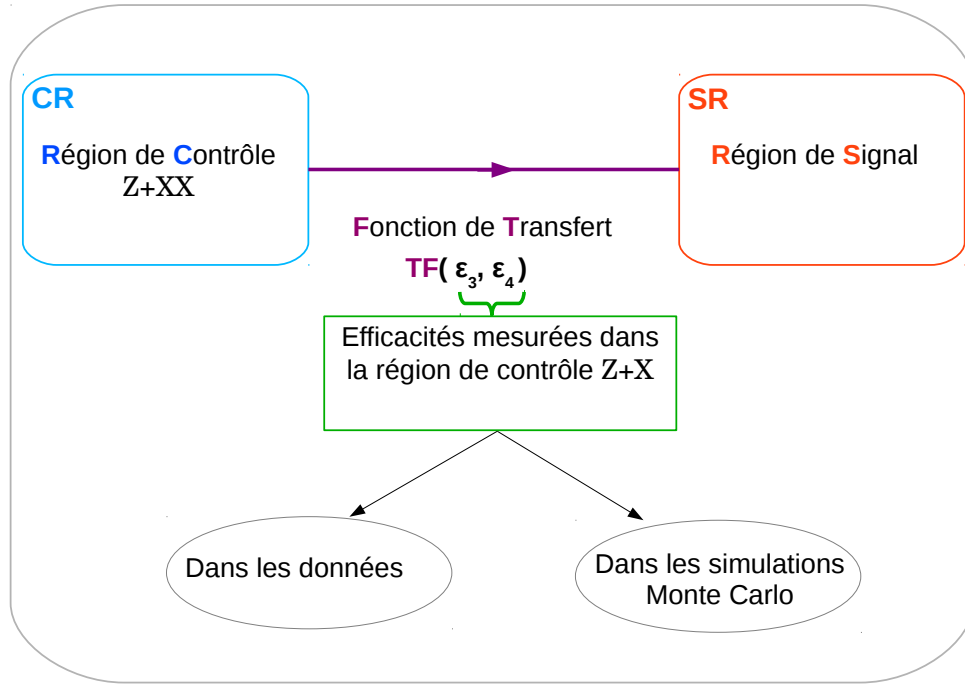


Figure 5.10 – Schéma de principe de la méthode des facteurs de transfert utilisé pour l'estimation du bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$.

avec N_{CR} le nombre d'événements sélectionnés dans la CR.

Les deux ingrédients nécessaires à cette estimation sont alors :

- Le choix de la région de contrôle $Z + XX$,
- La mesure des efficacités.

5.6.2 Définition des régions de contrôle

5.6.2.1 Région de contrôle $Z + X$

Afin de mesurer les efficacités sur un lot de candidats électron enrichi en bruit de fond, j'ai utilisé la méthode *Tag and Probe* sur les événements $Z + X$. Le boson Z (*Tag*) permet d'étiqueter l'événement. Il est accompagné d'un candidat électron X (*Probe*) sur lequel les efficacités sont mesurées.

Les événements de la région de contrôle $Z + X$ doivent satisfaire les critères suivants :

- On construit des paires de leptons de même saveur et de signe opposé dont l'énergie transverse vérifie : $p_T > 20$ GeV.
- Dans le cas de paires d'électrons, les deux électrons doivent passer l'identification LOOSE Likelihood et dans le cas de paires de muons seulement un des 2 muons peut être du type *stand-alone* ou *calorimeter-tagged*.
- On vérifie que l'un des deux leptons a permis de déclencher l'événement.

- La masse reconstruite de la paire de leptons doit se trouver dans une fenêtre de masse de ± 15 GeV autour de $m_Z^{nominal}$.
- Les critères d'isolation et de la signification du paramètre d'impact sont appliqués aux leptons du boson Z.
- Les leptons du boson Z et les candidats électron X doivent être séparés géométriquement en satisfaisant la condition $\Delta R > 0.10, 0.20$ pour les leptons de même saveur et de différente saveur respectivement.
- L'énergie transverse manquante de l'événement doit vérifier $E_{Tmiss} < 25$ GeV¹⁰. Ceci permet de rejeter $\sim 80\%$ des événements provenant du processus WZ dont le X est un vrai lepton isolé.

La distribution de la figure 5.11 montre le nombre de bosons Z reconstruits dans les données 2011 en fonction de la multiplicité des candidats électrons et de muons additionnels. Cette distribution permet de rendre compte de la différence de proportion d'événements selon le nombre de leptons additionnels accompagnant un boson Z. Dans cette analyse, seuls les événements contenant un boson Z accompagné d'un seul X sont utilisés pour mesurer les efficacités. Les deux raisons qui ont conduit à ce choix sont :

- On veut mesurer les efficacités sur un lot de candidats électron X qui n'est pas contenu dans la région de contrôle $Z + XX$. Des corrélations statistiques devraient être prises en compte si on utilise la région $Z + 2X$ pour la mesure d'efficacité.
- On veut rejeter les événements provenant du processus ZZ^* du Modèle Standard afin d'enrichir l'échantillon de X en électrons de type bruit de fond.

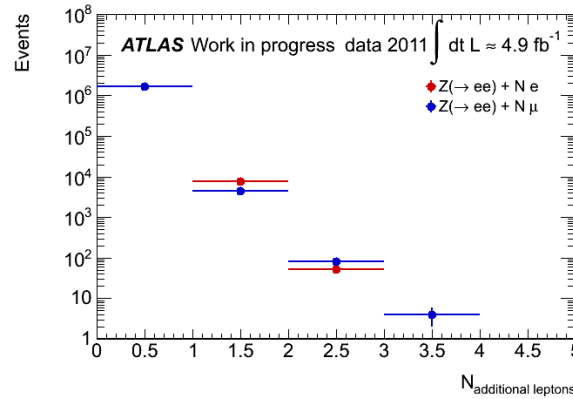


Figure 5.11 – Distribution du nombre de bosons Z sélectionnés en fonction de la multiplicité de candidats électron X dans les données de 2011.

Après la sélection, un grand nombre d'événements (~ 190000) est contenu dans la région de contrôle $Z + X$. Les distributions de la masse reconstruite des bosons Z dans cette région de contrôle se trouvent dans la figure 5.12 pour les deux saveurs ($Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$). Le détail du nombre d'événements sélectionnés dans les données et attendus dans la simulation Monte Carlo de chacun des processus se trouve dans le tableau 5.5.

10. E_{Tmiss} est définie par des *topoclusters* sommées dans le plan transverse [84] : $\vec{E}_{Tmiss} = -\sum \vec{E}_{Tphysic}$, avec E_T^{physic} l'énergie des objets physiques.

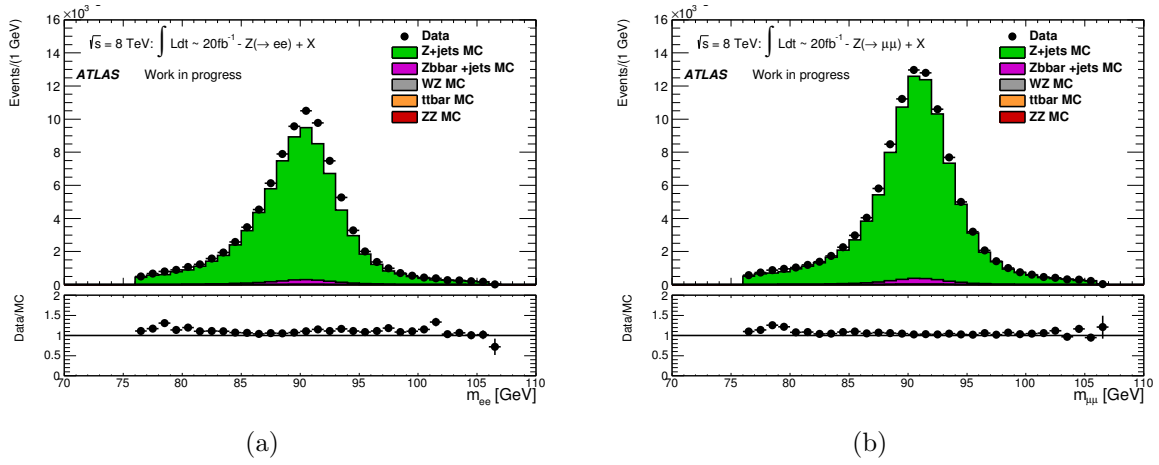


Figure 5.12 – Masse reconstruite des deux leptons formant le boson Z lorsque $Z \rightarrow e^+e^-$ (a) et $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ (b) accompagné d'un X dans les données 2012 et la simulation Monte Carlo normalisées à leur section efficace respectives.

	$Z(ee) + X$	$Z(\mu\mu) + X$	MC composition(%)
Données	86529 ± 294	103150 ± 321	-
$Z + \text{light jets}$	76115 ± 246	95360 ± 282	96.93
$Z + b\bar{b}$	2215 ± 11	2594 ± 12	2.72
$t\bar{t}$	92 ± 1	104 ± 1	0.11
WZ	127 ± 1	143 ± 1	0.15
ZZ	69 ± 0	80 ± 0	0.08
Bruit de fond total	78617 ± 247	98282 ± 282	-

Table 5.5 – Nombre d'événements sélectionnés dans la région de contrôle $Z(ee, \mu\mu)$ accompagné de exactement d'un candidat électron X dans les données et dans la simulation Monte Carlo normalisées à leur section efficace respectives.

On observe une différence de $\sim 7\%$ entre le nombre d'événements attendus dans la simulation Monte Carlo et les événements observés dans les données. Comme attendu, la composition de la région de contrôle $Z + X$ est dominée par le processus $Z + \text{jets}$ léger à 97%.

Propriétés des candidats électron X

Comme déjà mentionné les efficacités sont mesurées séparément pour les candidats électron X selon leur catégorie de reconstruction E et F . Après classification des événements, 70% se trouvent dans la catégorie $Z + F$ et 30% dans la catégorie $Z + E$. Les événements de type $Z + F$ sont dominants ce qui est conforme à l'observation précédente où la CR $Z + X$ est essentiellement composée de processus $Z + \text{jet}$ légers. Le détail du nombre d'événements sélectionnés dans les données et attendus dans la simulation Monte

Carlo après classification des candidats électron X se trouve dans les tableaux 5.6 et 5.7 respectivement pour les X dont la catégorie de reconstruction est E et F .

	$Z(ee) + E$	$Z(\mu\mu) + E$
Données	26244±162	31118±176
Z+light jets	21818±129	27210±147
$Z+b\bar{b}$	1718± 10	2000± 11
$t\bar{t}$	57± 1	64± 1
WZ	104± 1	118± 1
ZZ	54± 0	62± 0
Bruit de fond total	23750±129	29455±147

Table 5.6 – Nombre d'événement $Z(ee, \mu\mu)$ accompagné de exactement un électron de type bruit de fond X dont la catégorie de reconstruction est E dans les données et la simulation Monte Carlo

	$Z(ee) + F$	$Z(\mu\mu) + F$
Données	60285±246	72032±268
Z+light jets	54298±210	68150±241
$Z+b\bar{b}$	498± 5	594± 6
$t\bar{t}$	35± 1	40± 1
WZ	22± 1	26± 1
ZZ	15± 0	18± 0
Bruit de fond total	54868±211	68827±241

Table 5.7 – Nombre d'événement $Z(ee, \mu\mu)$ accompagné de exactement un électron de type bruit de fond X dont la catégorie de reconstruction est F dans les données et la simulation Monte Carlo

Distributions cinématiques

Comme on peut le voir dans les distributions de l'impulsion transverse p_T des candidats électrons X de la figure 5.13 pour les événements $Z \rightarrow ee + X$ et $Z \rightarrow \mu\mu + X$, les électrons de type bruit de fond X pour lesquels sont mesurés les efficacités sont de basse énergie. Le plus grand désaccord (50%) entre les données et la simulation Monte Carlo est atteint autour de 10 GeV, provenant principalement des candidats électron de la catégorie F . Les distributions des événements $Z \rightarrow ee + X$ et $Z \rightarrow \mu\mu + X$ montrent les mêmes caractéristiques.

On peut voir dans les figures 5.15 et 5.14 la distribution de la pseudo-rapacité des candidats électron X en échelle linéaire et logarithmique avant et après catégorisation en E et F . Les pics de la distribution des électrons de type bruit de fond X en fonction de la pseudo-rapacité sont dus à la distribution de la matière avant le calorimètre

électromagnétique de la figure 2.27. En effet, on remarque que le taux d'électron de type bruit de fond augmente considérablement pour $0.8 < |\eta| < 1.8$ et $|\eta| > 2.3$ et qu'ils sont tous catégorisés comme F . On peut conclure que ces candidats électron X partiellement décrit dans la simulation Monte Carlo, sont majoritairement des jets mal identifiés comme des électrons. De plus, on peut voir clairement dans la figure en échelle logarithmique, que les candidats électron X ne passent pas la sélection E dans les zones des cracks ($1.37 < |\eta| < 1.52$) du calorimètre à argon liquide, puisque la variable f_1 n'est pas calculée dans cette région. D'autre part, le désaccord entre les données et la simulation Monte Carlo observé à basse énergie dans le spectre d'impulsion transverse provient de la zone $1.5 \leq |\eta| \leq 1.8$ et est observé pour les deux catégories.

Distributions des variables d'isolation relative

On a vu dans la section 5.4.2.2 que suite à la sélection des quadruplés, des coupures d'isolation relative sont appliquées aux leptons. Comme on l'a vu dans la figure 5.4, les électrons contenus dans des jets de quark lourds ou issus de jets mal identifiés ne sont pas isolés contrairement aux électrons provenant de boson Z ou W . On peut voir dans les figures 5.16 et 5.17 des distributions de l'isolation calorimétrique et de traces des candidats électron X . Pour les processus WZ et ZZ , les queues de distributions sont inférieures à 2, alors que pour les autres processus $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$ et $Z + jets$ cette limite est largement dépassée. On observe un accord à 20% près entre la simulation Monte Carlo et les données.

Distributions de la signficance du paramètre d'impact

Afin de rejeter les candidats électron contenus dans des jets de quarks lourds, une coupure est appliquée sur la signficance du paramètre d'impact. On peut voir les distributions dans la figure 5.18 pour les candidats électron sélectionnés dans la région de contrôle $Z + X$. Pour les tranches contenant la majorité des événements (< 5), un désaccord inférieur à 20% est observé entre la simulation Monte Carlo et les données.

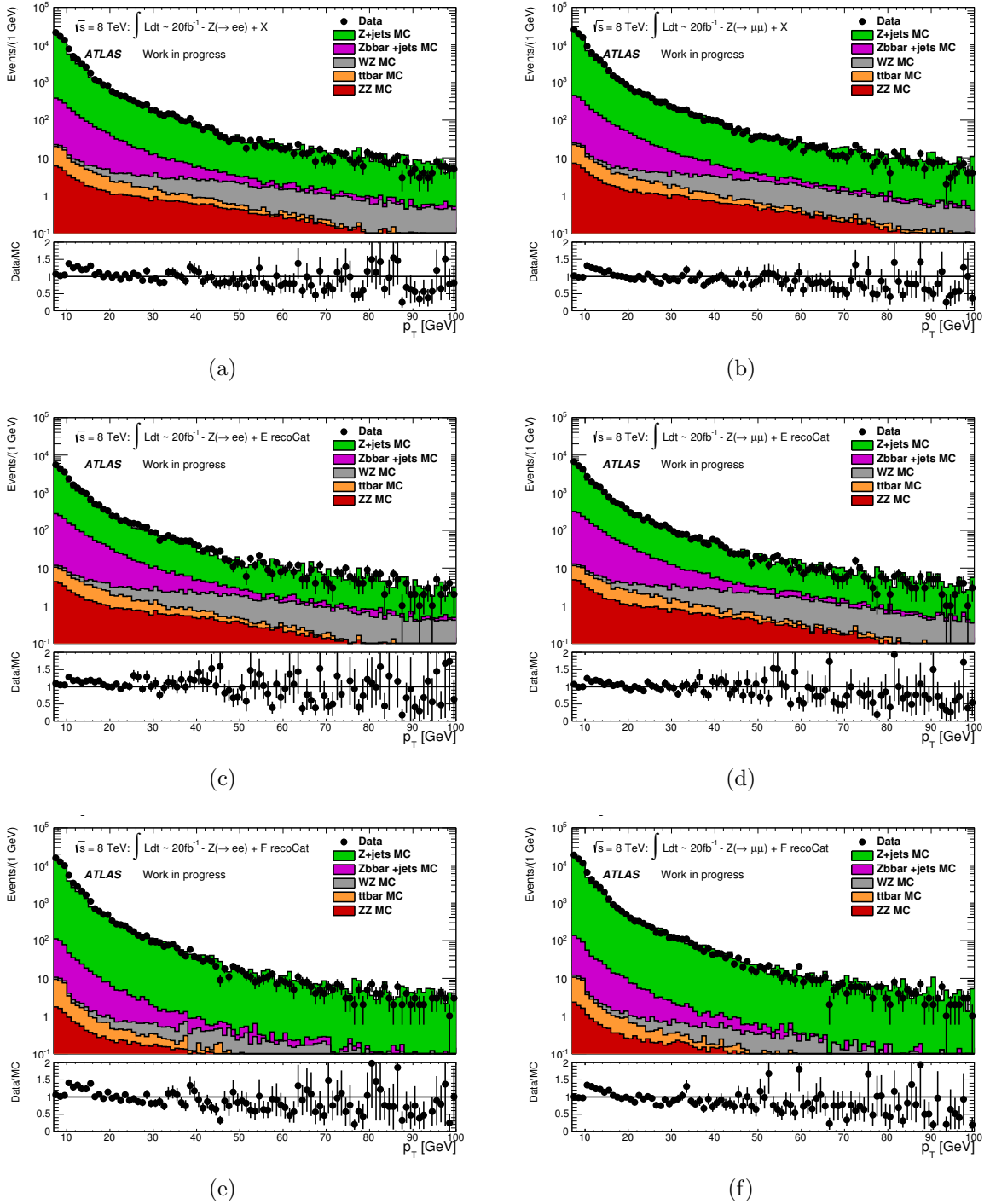


Figure 5.13 – Distribution de l'impulsion transverse des candidats électron X (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et F (e), (f) sélectionnés dans les données de 2012 et la simulation Monte Carlo. Les distributions (a), (c), (e) concernent les candidats électron de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les distributions (b), (d), (f) concernent les candidats électron de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$.

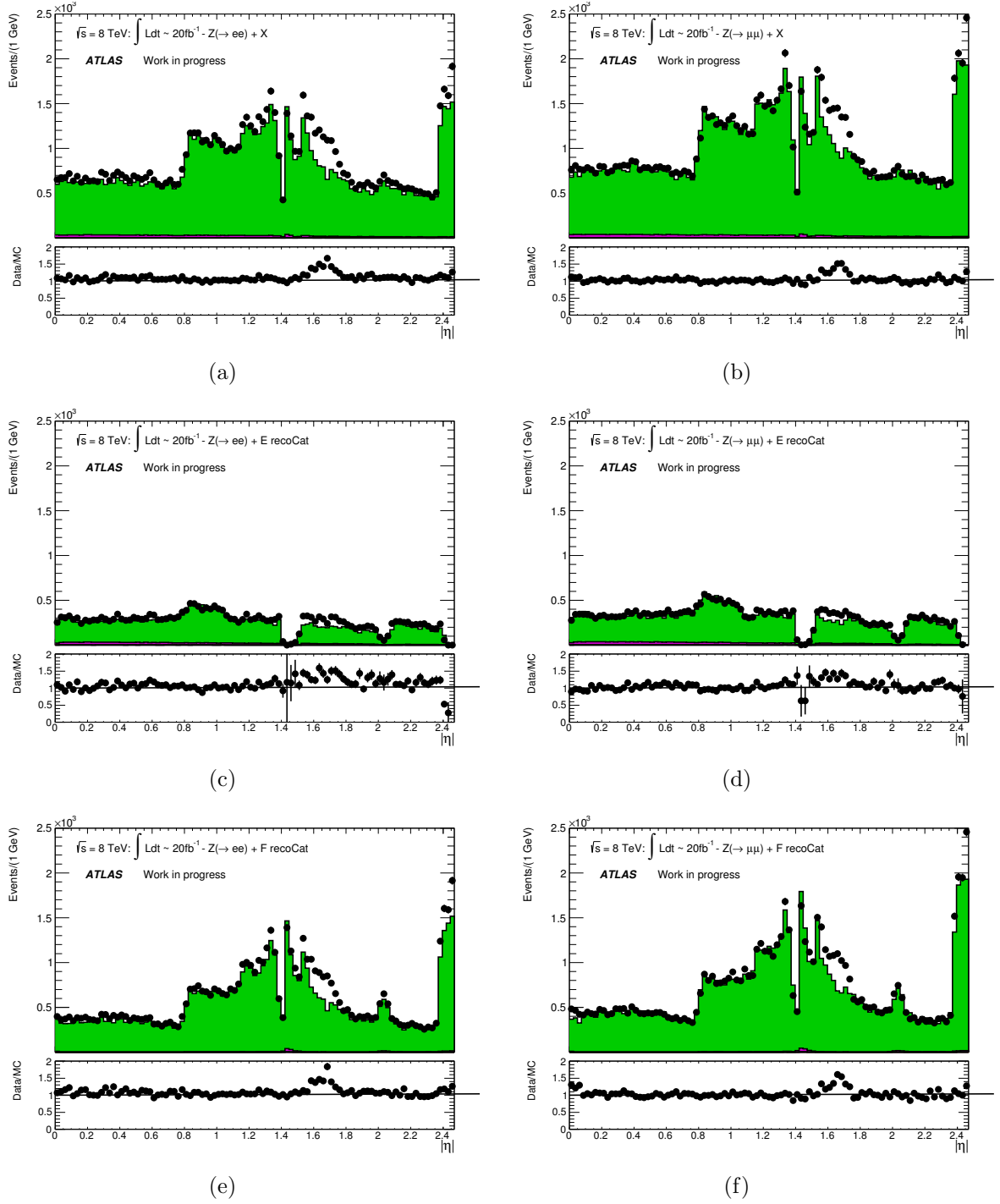


Figure 5.14 – Distribution de la pseudo-rapidité en échelle linéaire des candidats électron X (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et F (e), (f) sélectionnés dans les données de 2012 et la simulation Monte Carlo. Les distributions (a), (c), (e) concernent les candidats électron de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les distributions (b), (d), (f) concernent les candidats électron de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$. La légende est la même que pour la figure 5.13.

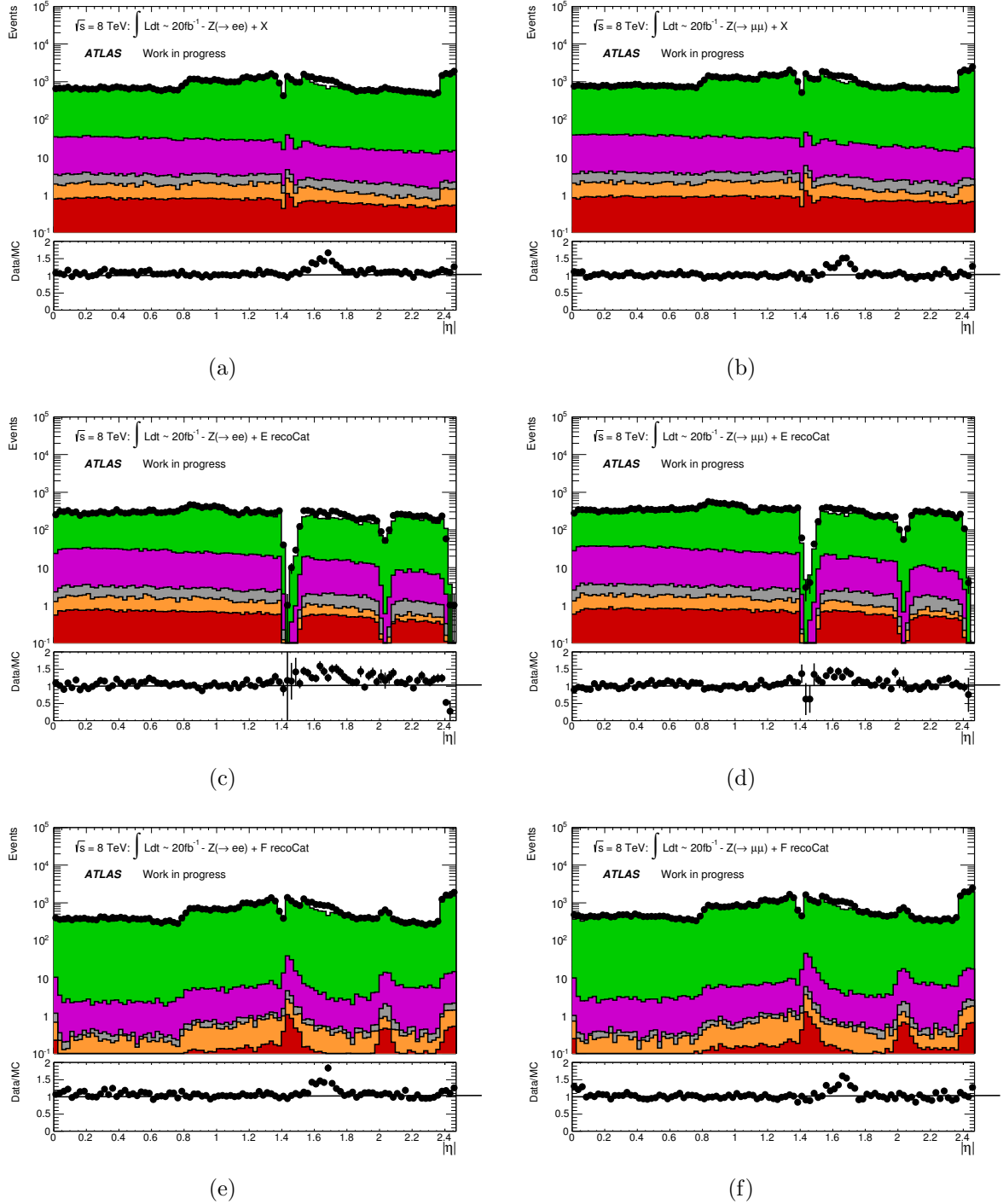


Figure 5.15 – Distribution de la pseudo-rapidité en échelle logarithmique des candidats électron X (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et F (e), (f) sélectionnés dans les données de 2012 et la simulation Monte Carlo. Les distributions (a), (c), (e) concernent les candidats électron de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les distributions (b), (d), (f) concernent les candidats électron de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$. La légende est la même que pour la figure 5.13

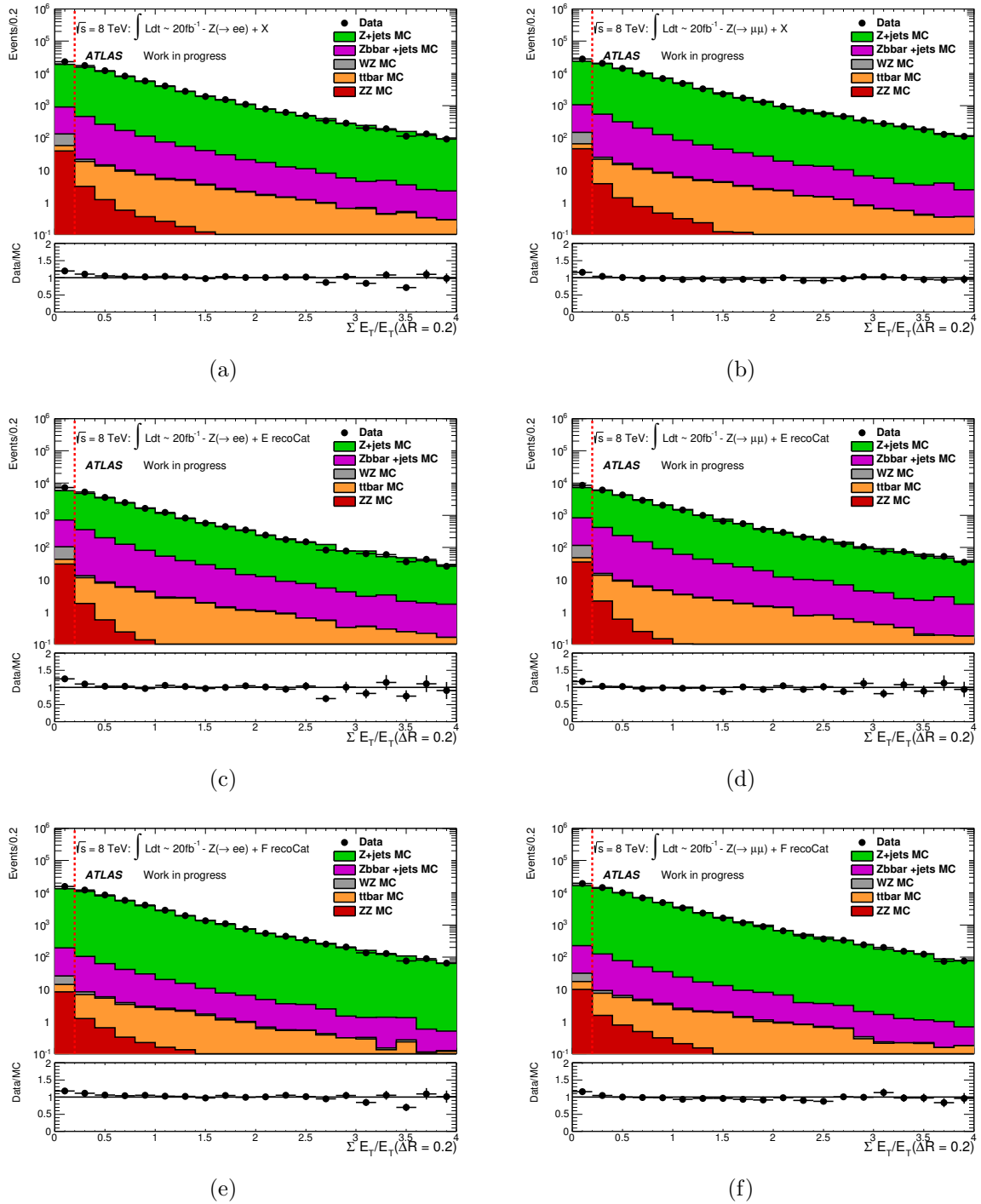


Figure 5.16 – Distribution de l'isolation calorimétrique relative des candidats électron X (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et F (e), (f) sélectionnés dans les données de 2012 et la simulation Monte Carlo. Les distributions (a), (c), (e) concernent les candidats électron de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les distributions (b), (d), (f) concernent les candidats électron de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$. La coupure appliquée dans l'analyse est montrée par le trait pointillé rouge.

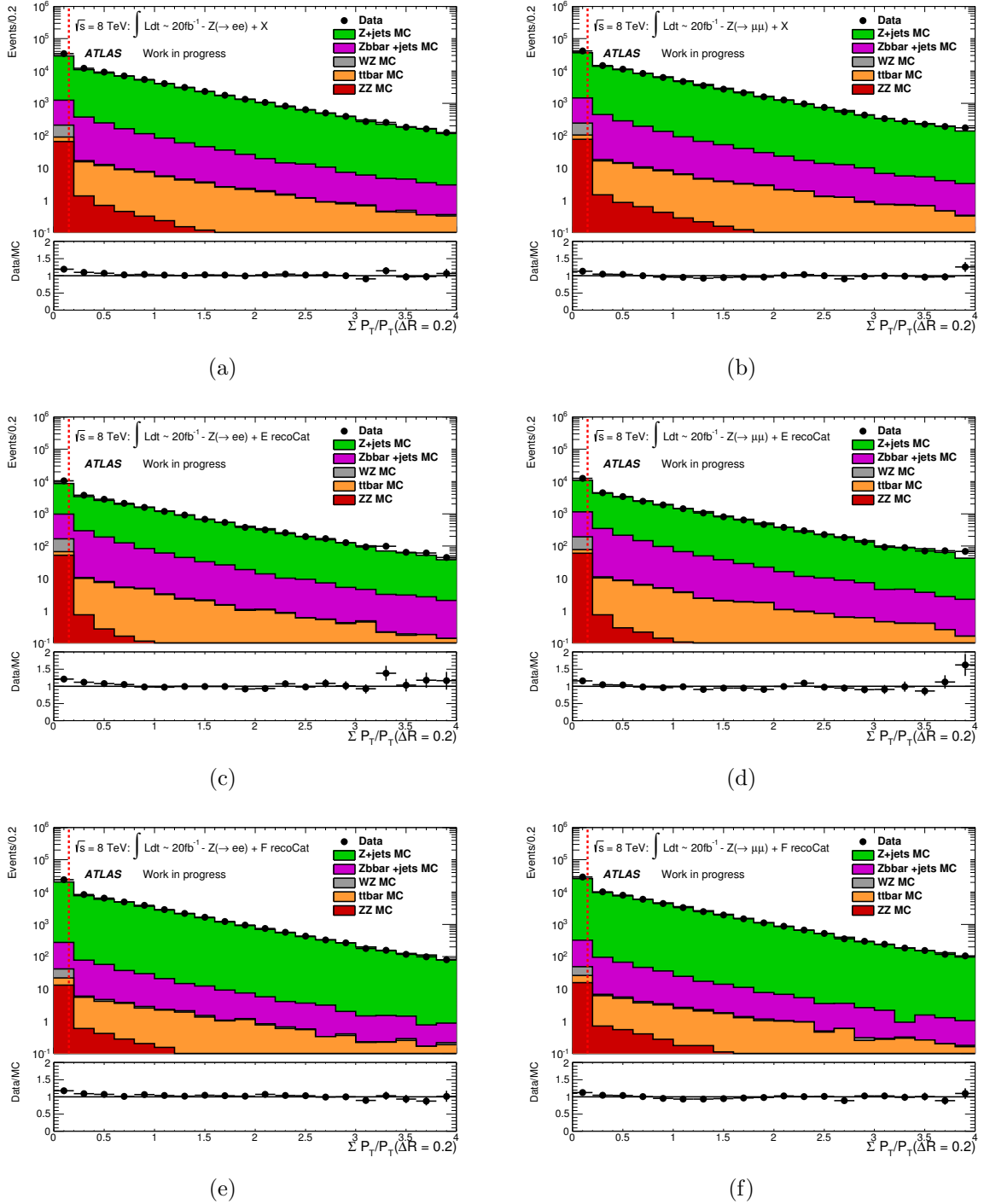


Figure 5.17 – *Distribution de l'isolation de trace relative des candidats électron X (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et F (e), (f) sélectionnés dans les données de 2012 et la simulation Monte Carlo. Les distributions (a), (c), (e) concernent les candidats électron de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les distributions (b), (d), (f) concernent les candidats électron de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$. La coupure appliquée dans l'analyse est montrée par le trait pointillé rouge.*

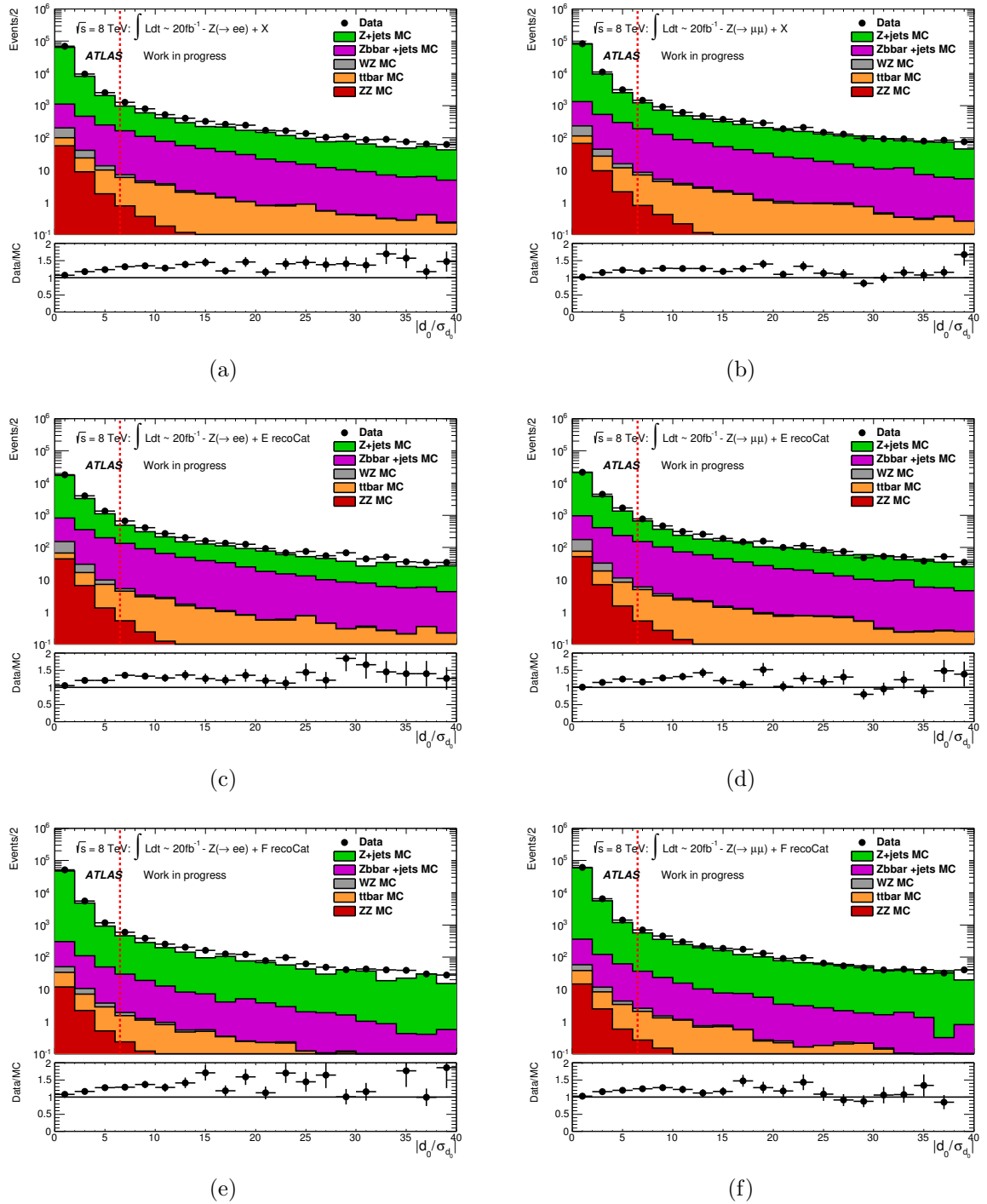


Figure 5.18 – Distribution de la signification du paramètre d'impact des candidats électron X sélectionnés (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et F (e), (f) dans les données de 2012 et la simulation Monte Carlo. Les distributions (a), (c), (e) concernent les candidats électron de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les distributions (b), (d), (f) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$. La coupure appliquée dans l'analyse est montrée par le trait pointillé rouge.

Composition attendue des candidats électron X

La composition (e, q, γ, f) des candidats électron X , sur lesquels les efficacités sont mesurées se trouvent dans le tableau 5.8, avant et après catégorisation. Elle est extraite de la région de contrôle $Z + X$ sélectionnée dans la simulation Monte Carlo.

$Z \rightarrow ee + X$				
	e	q	γ	f
X	0.3±0.0	4.8±0.1	10.3±0.1	84.6±0.1
E	0.8±0.1	13.1±0.2	21.3±0.3	64.8±0.3
F	0.1±0.0	1.2±0.1	5.5±0.1	93.2±0.1
$Z \rightarrow \mu\mu + X$				
	e	q	γ	f
X	0.2±0.0	4.5±0.1	10.5±0.1	84.9±0.1
E	0.6±0.0	12.3±0.2	21.9±0.2	65.2±0.3
F	0.0±0.0	1.1±0.0	5.6±0.1	93.3±0.1

Table 5.8 – Composition attendue en % des candidats électron X de la région de contrôle $Z + X$. Les compositions sont détaillées pour tous les X , pour ceux classifiés dans la catégorie de reconstruction E et F .

La catégorisation des candidats électrons X en E et F est justifiée car leur composition est considérablement différente. En effet, 93% des candidats électrons X de la catégorie F proviennent de jets mal identifiés (f) contre 64% pour des candidats électrons X de la catégorie E . De plus, cette dernière est composée seulement de 0.8% de vrais électrons isolés (e) alors que cette catégorie est construite de manière à être peuplée de vrais électrons. Cependant, la région de contrôle $Z + X$ est dominée par des événements $Z + jets$ à 97%, ce qui explique cette observation. Par contre, la catégorie E est enrichie en vrais électrons provenant de jets lourds (q) à $\sim 13\%$ et de photons de conversion (γ) à $\sim 21\%$.

5.6.2.2 Région de contrôle $Z + XX$

Le choix de la région de contrôle $Z + XX$ dépend de plusieurs paramètres. On veut estimer le bruit de fond réductible composé de $Z + jets$, $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$, c'est pourquoi la région de contrôle doit contenir le moins possible les bruits de fonds ZZ et WZ contenant des électrons isolés. Aussi la composition de la provenance des candidats électrons X en e, q, γ et f de la région de contrôle $Z + XX$ doit être la plus proche possible de celle où les efficacités sont mesurées, c'est-à-dire la région de contrôle $Z + X$.

De plus, la région de contrôle doit contenir un grand nombre d'événements afin de minimiser les erreurs statistiques de l'estimation du bruit de fond. Lors du développement de cette méthode, un des points critique a été le choix de la région de contrôle $Z + XX$. Dans cette section le choix de cette région et la stratégie de l'estimation du bruit de fond sont discutés.

Étude des régions de contrôle

Dans cette section les régions de contrôle que j'ai étudié sont présentées de même que la définition de leur fonction de transfert respective. De plus, la proportion des différents bruits de fond sont estimés à partir des simulations Monte Carlo. Ceci m'a permis de définir la stratégie la plus pertinente pour l'estimation du bruit de fond réductible des canaux $4e$ et $2\mu 2e$ pour cette analyse.

Définition de la région de contrôle $\mathcal{CR}0$

Cette région de contrôle est sélectionnée avec les mêmes critères que la région de signal, à la différence des 3 critères d'isolation $+d_0$ qui ne sont pas appliqués et du critère d'identification qui est relaxé par rapport à LOOSE likelihood sur les candidats électron e_3, e_4 . Ces derniers sont alors dénotés X_3, X_4 et cette région de contrôle est nommée $\mathcal{CR}0$. Les événements de la région de signal sont inclus dans $\mathcal{CR}0$. Afin d'extrapoler le nombre d'événements de $\mathcal{CR}0$ dans la région de signal, un poids est attribué à chaque événement de $\mathcal{CR}0$ correspondant à la probabilité de se retrouver dans la région de signal. Ce poids est attribué en utilisant la fonction de transfert $\mathcal{TF}_{\mathcal{CR}0}$ suivante :

$$\mathcal{TF}_{\mathcal{CR}0} = \epsilon_3 \times \epsilon_4 \quad (5.3)$$

avec $\epsilon_3 = \epsilon(cat, \eta_3, p_{T3})$ et $\epsilon_4 = \epsilon(cat, \eta_4, p_{T4})$ les efficacités respectives de X_3, X_4 de passer les critères de la région de signal en fonction de la catégorie (E et F) cat , la pseudo-rapidité η et l'impulsion transverse p_T du candidat électron X . Ces efficacités sont mesurées dans la région de contrôle $Z + X$ définie dans la section 5.6.2.1. Dans le tableau 5.9 se trouvent la proportion du bruit de fond et du signal attendus dans la région de contrôle $\mathcal{CR}0$ estimés avec la simulation Monte Carlo.

	$4e$	$2\mu 2e$
Bruit de fond total	702 ± 16	879 ± 19
$Z + \text{light jets}$	484.3 ± 15.9	614.4 ± 18.4
$Z + b\bar{b}$	62.5 ± 1.4	72.4 ± 1.6
$t\bar{t}$	59.3 ± 1.0	76.5 ± 1.1
WZ	13.3 ± 0.4	14.1 ± 0.4
ZZ	82.4 ± 0.3	101.6 ± 0.4
Signal VBF	0.32 ± 0.0	0.34 ± 0.0
Signal ggF	3.33 ± 0.05	3.60 ± 0.05

Table 5.9 – Nombre d'événements attendus des processus $Z + \text{jets}$, $t\bar{t}$, WZ , ZZ^* du Modèle Standard et du signal ($GGF + VBF$) pour un boson de Higgs de masse $m_H = 125 \text{ GeV}$ en utilisant la simulation Monte Carlo dans la région de contrôle $\mathcal{CR}0$ et pour les canaux $4e$ et $2\mu 2e$.

Définition de la région de contrôle $\mathcal{CR}5$ et $\mathcal{CR}5a$

Afin d'enrichir la proportion des processus $Z + jets$ on sélectionne la région de contrôle $\mathcal{CR}0$ en inversant au moins un des critères d'isolation + d_0 ou le critère d'identification sur au moins un des candidats électron X_3, X_4 . Cette région de contrôle est dénoté $\mathcal{CR}5$. Lorsque les critères sont inversés sur X_3 et X_4 la région de contrôle est dénoté $\mathcal{CR}5a$. Les fonctions de transferts de ces régions de contrôle sont les suivantes :

$$\mathcal{TF}_{\mathcal{CR}5} = \frac{\epsilon_3 \times \epsilon_4}{1 - \epsilon_3 \times \epsilon_4} \quad (5.4)$$

$$\mathcal{TF}_{\mathcal{CR}5a} = \frac{\epsilon_3 \times \epsilon_4}{(1 - \epsilon_3) \times (1 - \epsilon_4)} \quad (5.5)$$

Dans le tableau 5.10 se trouvent la proportion du bruit de fond et du signal attendus dans les régions de contrôle $\mathcal{CR}5$ et $\mathcal{CR}5a$ estimés avec la simulation Monte Carlo.

	$4e$		$2\mu 2e$	
	$\mathcal{CR}5$	$\mathcal{CR}5a$	$\mathcal{CR}5$	$\mathcal{CR}5a$
Bruit de fond total	634±16	562±16	792±19	699±18
Z+light jets	484.3±15.9	456.2±15.5	612.9±18	573.9±17.8
Z+ $b\bar{b}$	61.7±1.4	49.7±1.3	71.5±1.6	56.5±1.4
$t\bar{t}$	59.0±0.9	52.6±0.9	76.2±1.1	64.7±1.0
WZ	12.7±0.4	2.1±0.2	13.7±2.1	2.1±0.2
ZZ	16.2±0.1	1.4±0.1	18.1±0.2	1.5±0.1
Signal VBF	0.09±0.0	0.01±0.0	0.08±0.0	0.01±0.0
Signal ggF	0.87±0.02	0.08±0.01	0.91±0.02	0.07±0.01

Table 5.10 – Nombre d'événements attendus des processus $Z + jets$, $t\bar{t}$, WZ , ZZ^* du Modèle Standard et du signal ($GGF+VBF$) pour un boson de Higgs de masse $m_H = 125$ GeV, dans les régions de contrôle $\mathcal{CR}5$ et $\mathcal{CR}5a$, pour les canaux $4e$ et $2\mu 2e$.

Définition de la région de contrôle $\mathcal{CR}5b$, $\mathcal{CR}5b1$ et $\mathcal{CR}5b2$

Afin d'enrichir la proportion d'événements provenant des processus contenant au moins un vrai électron isolé parmi les candidats X_3, X_4 on sélectionne la région de contrôle $\mathcal{CR}0$ et on inverse un des critères d'isolation + d_0 ou le critère d'identification sur un seul des deux candidats électrons X , l'autre candidat passant l'ensemble de ces coupures. Cette région de contrôle est dénoté $\mathcal{CR}5b$. Lorsque les critères sont inversés seulement sur X_3 (X_4), la région de contrôle est dénoté $\mathcal{CR}5b1$ ($\mathcal{CR}5b2$). On rappelle que $p_{T_{X_3}} > p_{T_{X_4}}$. Les fonctions de transfert de ces régions de contrôle sont les suivantes :

$$\mathcal{TF}_{5b} = \frac{\epsilon_3 \times \epsilon_4}{\epsilon_3(1 - \epsilon_4) + (1 - \epsilon_3)\epsilon_4} \quad (5.6)$$

$$\mathcal{TF}_{5b1} = \frac{\epsilon_4}{1 - \epsilon_4} \quad (5.7)$$

$$\mathcal{TF}_{5b2} = \frac{\epsilon_3}{1 - \epsilon_3} \quad (5.8)$$

Dans le tableau 5.11 se trouvent la proportion du bruit de fond et du signal attendus dans les régions de contrôle $\mathcal{CR}5b$, $\mathcal{CR}5b1$ et $\mathcal{CR}5b2$ estimés avec la simulation Monte Carlo.

	$4e$			$2\mu 2e$		
	$\mathcal{CR}5b$	$\mathcal{CR}5b1$	$\mathcal{CR}5b1$	$\mathcal{CR}5b$	$\mathcal{CR}5b1$	$\mathcal{CR}5b1$
Bruit de fond total	72.0 ± 3.4	25.2 ± 2.5	46.8 ± 3.0	93.6 ± 4.9	30.7 ± 3.0	62.9 ± 3.8
Z+light jets	28.1 ± 3.8	11.6 ± 2.4	16.5 ± 2.9	39.0 ± 4.8	15.5 ± 3.0	23.5 ± 3.7
Z+ $b\bar{b}$	12.0 ± 0.6	5.6 ± 0.4	6.3 ± 0.5	15.0 ± 0.7	6.9 ± 0.4	8.1 ± 0.6
$t\bar{t}$	6.5 ± 0.3	2.4 ± 0.2	4.1 ± 0.3	11.4 ± 0.4	2.8 ± 0.2	8.7 ± 0.4
WZ	10.6 ± 0.4	1.1 ± 0.1	9.5 ± 0.4	11.6 ± 0.4	0.9 ± 0.1	10.7 ± 0.4
ZZ	14.8 ± 0.1	4.5 ± 0.1	10.3 ± 0.1	16.6 ± 0.2	4.8 ± 0.1	11.8 ± 0.2
Signal VBF	0.08 ± 0.0	0.03 ± 0.0	0.05 ± 0.0	0.08 ± 0.0	0.02 ± 0.0	0.05 ± 0.0
Signal ggF	0.79 ± 0.05	0.25 ± 0.01	0.54 ± 0.02	0.84 ± 0.02	0.24 ± 0.01	0.60 ± 0.02

Table 5.11 – Nombre d'événements attendus des processus $Z + \text{jets}$, $t\bar{t}$, WZ , ZZ^* du Modèle Standard et du signal ($GGF+VBF$) pour un boson de Higgs de masse $m_H = 125 \text{ GeV}$ en utilisant la simulation Monte Carlo, dans $\mathcal{CR}5b$, $\mathcal{CR}5b1$ et $\mathcal{CR}5b2$, pour les canaux $4e$ et $2\mu 2e$.

Dans le tableau 5.12 se trouve la composition en bruits de fond de chacune des régions de contrôle étudiées.

	$\mathcal{CR}0$	$\mathcal{CR}5$	$\mathcal{CR}5a$	$\mathcal{CR}5b$	$\mathcal{CR}5b1$	$\mathcal{CR}5b2$
Z+light jets	69.6	76.9	81.8	40.5	48.5	36.5
Z+ $b\bar{b}$	8.5	9.3	8.4	16.3	22.4	13.1
$t\bar{t}$	8.6	9.5	9.3	10.8	9.3	11.7
WZ	1.7	1.9	0.3	13.4	3.6	18.4
ZZ	11.6	2.4	0.2	19.0	16.6	20.1

Table 5.12 – Composition (%) attendue des processus $Z + \text{jets}$, $t\bar{t}$, WZ , ZZ^* du Modèle Standard, dans les différentes régions de contrôle étudiées et pour les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ combinés.

Discussion du choix de la stratégie

Lorsque l'on inverse les coupures sur au moins un des candidats électrons X parmi X_3 et X_4 ($\mathcal{CR}5$), on remarque que la proportion de $Z + light$ augmente de 7% et en même temps celle de ZZ^* diminue de 9% absolus par rapport à $\mathcal{CR}0$. Cette dynamique est d'autant plus prononcée lorsque les coupures sont inversées sur X_3 et X_4 ($\mathcal{CR}5a$), où la pureté en $Z + light$ atteint 82% alors que la proportion en ZZ^* devient quasiment négligeable. Les proportions d'événements provenant des processus $Zb\bar{b}$, $t\bar{t}$ et WZ sont stables dans les régions de contrôles $\mathcal{CR}0$, $\mathcal{CR}5$ et $\mathcal{CR}5a$ à l'exception de celle du processus WZ qui est négligeable dans $\mathcal{CR}5a$.

D'autre part, lorsque les critères sont inversés sur un seul des candidats électron X parmi X_3 et X_4 et que l'autre se trouve dans la région de signal ($\mathcal{CR}5b$), on remarque que la proportion d'événements $Z + light$ diminue de 30% par rapport à $\mathcal{CR}0$, alors que ceux contenant au moins un vrai électron, c'est-à-dire $Zb\bar{b}$, $t\bar{t}$, WZ et ZZ^* augmente par rapport à $\mathcal{CR}0$. Pour $\mathcal{CR}5b1$ et $\mathcal{CR}5b2$ les mêmes tendances sont observées que pour $\mathcal{CR}5b$. Les proportions d'événements $Zb\bar{b}$ et WZ atteignent respectivement un maximum de 22% et 18% lorsque les coupures sont inversées sur X_3 ($\mathcal{CR}5b1$).

Pour conclure, les régions de contrôle $\mathcal{CR}5$ et $\mathcal{CR}5a$ permettent d'enrichir la CR $Z + XX$ en processus contenant des jets légers mal reconstruits comme des électrons, $Z + light$, alors que $\mathcal{CR}5b$, $\mathcal{CR}5b1$ et $\mathcal{CR}5b2$ augmentent la proportion des processus contenant au moins un vrai électron isolé parmi X_3 et X_4 , tels que WZ et ZZ ou contenus dans un jet de quark b tels que $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$. D'autre part, la contamination du signal est négligeable dans toutes les régions de contrôle étudiées ici.

Afin d'estimer l'ensemble des bruits de fond réductibles, j'ai envisagé une première stratégie consistant à estimer séparément les composantes $Z + jets + t\bar{t}$ à partir de $\mathcal{CR}5a$ et WZ à partir de $\mathcal{CR}5b2$. Cependant, comme on peut le voir dans le tableau 5.12, bien que la proportion de WZ est maximale dans $\mathcal{CR}5b2$ par rapport aux autres régions de contrôle, la contribution des autres processus doit être soustraite au résultats finaux dans la région de signal puisque celle-ci est estimée à partir de l'autre région $\mathcal{CR}5a$. Cette opération augmente l'incertitude statistique sur l'estimation finale de WZ qui est déjà affectée par le faible nombre d'événements attendus dans la région de contrôle $\mathcal{CR}5b2$. Pour ces raisons cette stratégie a été abandonnée.

Finalement, la stratégie retenue pour l'estimation du bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ consiste à estimer les composantes $Z + jets$ et $t\bar{t}$ à partir de $\mathcal{CR}5a$ dans les données, et d'estimer celle de WZ en appliquant la sélection du boson de Higgs dans la simulation Monte Carlo. Les raisons privilégiant $\mathcal{CR}5a$ par rapport à $\mathcal{CR}5$ ou $\mathcal{CR}0$ pour l'estimation de $Z + jets$ et $t\bar{t}$ sont les suivantes :

- Parmi les bruits de fond réductibles dans la région de signal, le processus $Z + light$ est dominant ; alors sa proportion doit être maximale dans la région de contrôle choisie.
- De plus, $\mathcal{CR}5a$ est la région de contrôle la moins contaminée par les processus WZ , ZZ et par le signal.
- D'autre part, la composition des candidats électrons X de la région de contrôle $Z + XX$ utilisée doit être la plus proche de $Z + X$ où sont extraites les efficacités utilisées pour extrapoler les événements de la CR à la région de signal. Dans les

tableaux 5.13, 5.14, 5.15 et 5.16 se trouve la composition des candidats électrons X en différentes sources de bruit de fond (e , q , γ et f) avant et après la catégorisation en E et F des régions de contrôles $Z + X$, $\mathcal{CR}0$, $\mathcal{CR}5$ et $\mathcal{CR}5a$ respectivement. Ces compositions sont extraites des simulations Monte Carlo sans prendre en compte les processus ZZ puisque cette contribution est corrigée après extrapolation dans la région de signal. On remarque que la composition la plus proche de $Z + X$ est celle de la région de contrôle $\mathcal{CR}5a$.

$Z \rightarrow ee + X$				
	e	q	γ	f
X	0.2 ± 0.0	4.8 ± 0.1	10.3 ± 0.1	84.7 ± 0.1
E	0.6 ± 0.0	13.1 ± 0.2	21.4 ± 0.3	64.9 ± 0.3
F	0.1 ± 0.0	1.2 ± 0.0	5.5 ± 0.1	93.2 ± 0.1
$Z \rightarrow \mu\mu + X$				
	e	q	γ	f
X	0.1 ± 0.0	4.5 ± 0.1	10.5 ± 0.1	84.9 ± 0.1
E	0.4 ± 0.0	12.3 ± 0.2	22.0 ± 0.2	65.3 ± 0.3
F	0.0 ± 0.0	1.1 ± 0.0	5.6 ± 0.1	93.3 ± 0.1

Table 5.13 – Composition en % des candidats électrons X de la région de contrôle $Z + X$ attendus des processus $Z + \text{jets}$, $t\bar{t}$ et WZ dans la simulation Monte Carlo.

$Z \rightarrow ee + XX$				
	e	q	γ	f
X	1.7 ± 0.4	14.2 ± 1.0	11.3 ± 0.9	72.8 ± 1.3
E	3.4 ± 0.8	29.7 ± 2.0	18.6 ± 1.7	48.2 ± 2.2
F	0.5 ± 0.3	3.4 ± 0.7	6.2 ± 0.9	89.8 ± 1.1
$Z \rightarrow \mu\mu + XX$				
	e	q	γ	f
X	1.2 ± 0.3	14.5 ± 0.9	10.8 ± 0.8	73.5 ± 1.1
E	2.6 ± 0.6	30.0 ± 1.8	18.4 ± 1.5	49.0 ± 2.0
F	0.2 ± 0.2	3.9 ± 0.6	5.5 ± 0.8	90.3 ± 1.0

Table 5.14 – Composition en % des candidats électrons X de la région de contrôle $\mathcal{CR}0$ attendus des processus $Z + \text{jets}$, $t\bar{t}$ et WZ dans la simulation Monte Carlo.

$Z \rightarrow ee + XX$				
	e	q	γ	f
X	1.6±0.4	14.1±1.0	11.3±0.9	73.0±1.3
E	3.2±0.8	29.6±2.0	18.6±1.7	48.5±2.2
F	0.5±0.3	3. Z+X4±0.7	6.2±0.9	89.9±1.1
$Z \rightarrow \mu\mu + XX$				
	e	q	γ	f
X	1.1±0.3	14.3±0.9	10.7±0.8	73.8±1.1
E	2.5±0.6	29.7±1.8	18.4±1.5	49.4±2.0
F	0.2±0.2	3.8±0.6	5.5±0.8	90.4±1.0

Table 5.15 – Composition en % des candidats électrons X de la région de contrôle $\mathcal{CR}5$ attendus des processus $Z + \text{jets}$, $t\bar{t}$ et WZ dans la simulation Monte Carlo.

$Z \rightarrow ee + XX$				
	e	q	γ	f
X	0.1±0.1	13.0±1.0	10.8±0.9	76.0±1.3
E	0.3±0.3	28.9±2.2	18.2±1.8	52.6±2.4
F	0.1±0.1	2.9±0.6	6.1±0.9	91.0±1.1
$Z \rightarrow \mu\mu + XX$				
	e	q	γ	f
X	0.1±0.1	12.9±0.9	9.9±0.8	77.1±1.1
E	0.1±0.2	28.2±1.9	17.8±1.7	54.0±2.2
F	0.0±0.1	3.3±0.6	5.0±0.7	91.6±0.9

Table 5.16 – Composition en % des candidats électrons X de la région de contrôle $\mathcal{CR}5a$ attendus des processus $Z + \text{jets}$, $t\bar{t}$ et WZ dans la simulation Monte Carlo.

5.6.3 Extraction des efficacités

Les efficacités sont mesurées séparément pour les candidats électron X non catégorisés et pour les catégories E et F pour différentes tranches d'énergie et de pseudo-rapidité. Cette mesure est faite dans la région de contrôle $Z + X$. Dans cette section sont présentées les efficacités mesurées dans les données et basées sur la simulation Monte Carlo.

5.6.3.1 Mesure des efficacités dans les données

Les efficacités des critères d'isolation, de la signification du paramètre d'impact et de l'identification LOOSE Likelihood sont mesurées sur les candidats électrons X des événements sélectionnés dans la région de contrôle $Z + X$ dans les données et dans la simulation Monte Carlo. La contamination de l'échantillon X en vrais électrons est négligeable comme vu précédemment dans la table 5.8. Ainsi, les efficacités sont directement obtenues à partir du ratio entre le nombre de candidats électrons X passant les différentes coupures

et le nombre total dans la région $Z + X$. Le détail de ces mesures se trouve dans le tableau 5.17 et dans la figure 5.19.

	Données $Z(ee) \mid Z(\mu\mu) + X$		Monte Carlo $Z(ee) \mid Z(\mu\mu) + X$	
Isolation calo	32.1 ± 0.2	32.5 ± 0.2	28.9 ± 0.2	28.8 ± 0.1
Isolation traces	36.3 ± 0.2	36.4 ± 0.2	33.4 ± 0.2	33.5 ± 0.2
significance d_0	94.1 ± 0.1	94.2 ± 0.1	95.2 ± 0.1	95.1 ± 0.1
Isolation + d_0	18.3 ± 0.1	18.5 ± 0.1	15.9 ± 0.1	15.8 ± 0.1
ID relaxé \rightarrow ID	12.2 ± 0.1	12.1 ± 0.1	10.4 ± 0.1	10.3 ± 0.1
Toutes	4.3 ± 0.1	4.3 ± 0.1	3.3 ± 0.1	3.2 ± 0.1
	Données $Z(ee) \mid Z(\mu\mu) + E$		Monte Carlo $Z(ee) \mid Z(\mu\mu) + E$	
Isolation calo	33.5 ± 0.3	33.1 ± 0.3	29.1 ± 0.3	29.3 ± 0.3
Isolation traces	36.4 ± 0.3	36.0 ± 0.3	33.0 ± 0.3	32.4 ± 0.3
significance d_0	89.8 ± 0.2	89.9 ± 0.2	91.6 ± 0.2	91.4 ± 0.2
Isolation + d_0	18.6 ± 0.2	18.1 ± 0.2	15.8 ± 0.2	15.4 ± 0.2
ID relaxé \rightarrow ID	26.8 ± 0.3	26.5 ± 0.3	22.1 ± 0.3	21.9 ± 0.2
Toutes	9.2 ± 0.2	9.0 ± 0.2	6.8 ± 0.2	6.4 ± 0.1
	Données $Z(ee) \mid Z(\mu\mu) + F$		Monte Carlo $Z(ee) \mid Z(\mu\mu) + F$	
Isolation calo	31.5 ± 0.2	32.3 ± 0.2	28.8 ± 0.2	28.6 ± 0.2
Isolation traces	36.2 ± 0.2	36.5 ± 0.2	33.6 ± 0.2	34.0 ± 0.2
significance d_0	96.0 ± 0.1	96.1 ± 0.1	96.7 ± 0.1	96.6 ± 0.1
Isolation + d_0	18.2 ± 0.2	18.7 ± 0.2	16.0 ± 0.2	16.0 ± 0.1
ID relaxé \rightarrow ID	5.8 ± 0.1	5.9 ± 0.1	5.4 ± 0.1	5.4 ± 0.1
Toutes	2.2 ± 0.1	2.3 ± 0.1	1.8 ± 0.1	1.8 ± 0.1

Table 5.17 – Efficacités en % des critères d’isolation calorimétrique et des traces, de la signifi-
cance du paramètre d’impact, de ces trois coupures combinées, des critères d’identification et des
quatre coupures combinées mesurées sur les candidats électron X avant et après catégorisation.
Les efficacités sont mesurées dans les données de 2012 et la simulation Monte Carlo et sont
mesurées séparément selon la saveur des leptons qui forment le boson Z .

On remarque que toutes les efficacités des coupures mesurées sont inférieures à 40% à l’exception de la signifi-
cance du paramètre d’impact qui est comprise entre 90 – 97%. Ceci est en accord avec la composition de l’échantillon X ayant $\sim 85\%$ de jets mal identifiés
comme des électrons f et donc n’ayant pas de vertex déplacés.

On note le pouvoir discriminant des critères d’isolation + d_0 combinés ($\epsilon \sim 18\%$ dans
les données) sur des électrons de type bruit de fond X . Ces mêmes efficacités sont estimées
sur un échantillon de vrais électrons provenant de bosons Z par la méthode *Tag and Probe*.
Elles sont d’environ 98% diminuant jusqu’à 90% pour des électrons de basse énergie avec
des différences entre les Monte Carlo et données inférieures à 4%.

Dans le cas de la mesure présentée dans cette section, les différences relatives entre
les données et la simulation Monte Carlo dépassent 13% pour les critères d’isolation + d_0
combinés et atteignent 35% pour les efficacités de passer tous les critères. On note que

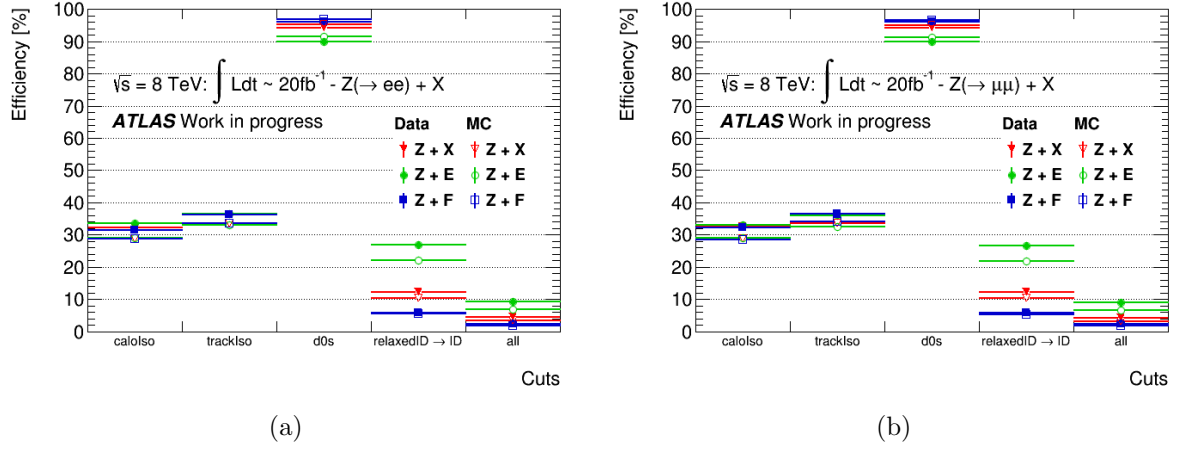


Figure 5.19 – Efficacité d'un candidat électron X de passer les critères d'isolation relative + d_0 et d'identification LOOSE Likelihood séparément et pour l'ensemble des critères avant et après catégorisation sur des événements $Z \rightarrow ee$ (a) et $Z \rightarrow \mu\mu$ (b) dans les données 2012 et la simulation Monte Carlo.

4.3% des candidats électrons X passent tous les critères de la région de signal avec 9.1% et 2.3% des électrons dans les catégories respectives E et F .

La mesure des efficacités des candidats électrons X dans les catégories E et F révèle des différences, étant de 4 à 5 fois plus petites pour la catégorie F . Cette catégorisation permet d'extrapoler chaque candidat électron X de la région de contrôle $Z + XX$ selon sa catégorie.

Des différences cinématiques entre les candidats électrons X provenant des CRs $Z + X$ et $Z + XX$ (choisie comme décrit dans la section suivante) sont observées. On peut le voir dans la figure 5.20 les distributions de $|\eta|$ et p_T des candidats électron X dans ces deux régions de contrôle. Les efficacités sont donc mesurées par tranches de l'espace des phases des candidats électrons X en deux dimensions (η , p_T). Le découpage des tranches en p_T est choisi de manière à distribuer les événements uniformément alors que celui en η dépend de :

- la segmentation du calorimètre électromagnétique : $|\eta| < 1.37$ le tonneau, $1.37 < |\eta| < 1.52$ la zone de transition entre le tonneau et les bouchons et $|\eta| < 2.47$ la zone de haute granularité.
- la région instrumentée par le TRT $|\eta| < 2.0$.

Les tranches en p_T et η dans lesquelles sont mesurées les efficacités se trouvent dans le tableau 5.18.

Les efficacités en fonction de $|\eta|$ pour les différentes tranches en p_T des critères d'isolation calorimétrique, de traces, de la signification du paramètre d'impact, de ces trois coupures combinées et de l'identification LOOSE likelihood se trouvent respectivement dans les figures 5.21, 5.22, 5.23, 5.24 et 5.25. De plus, les efficacités en fonction de $|\eta|$ pour les différentes tranches en p_T de l'ensemble des coupures se trouvent dans la figure 5.26. Ces efficacités sont mesurées séparément pour les candidats électrons X , avant et après catégorisation E et F sur des événements issus de $Z \rightarrow ee + X$ et $Z \rightarrow \mu\mu + X$.

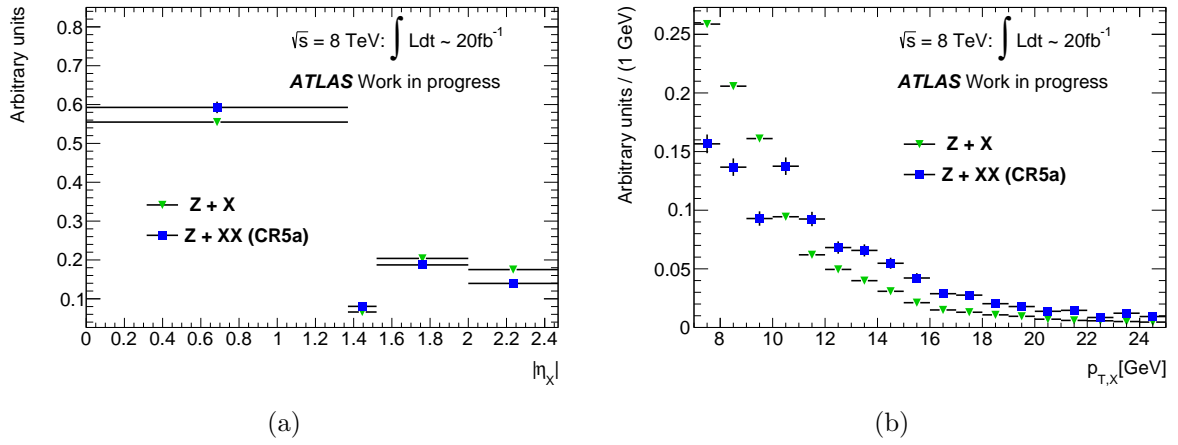


Figure 5.20 – Distribution de $|\eta_X|$ et $p_{T,X}$ (normalisée à l'unité) des candidats électrons X dans les régions de contrôle $Z + X$ et $Z + XX$ (CR5a est sélectionnée en appliquant la sélection de la région de signal à l'exception de l'identification et des critères d'isolation + d_0 qui sont inversés sur les deux candidats électrons X) dans les données 2012.

tranches en p_T [GeV]				
7-8	8-9	9-12	12-20	> 20
tranches en $ \eta $				
0-1.37	1.37-1.52	1.52-2.0	2.0-2.47	

Table 5.18 – Tranches d'énergie transverse et de pseudo-rapacité dans lesquelles les efficacités des candidats électrons X sont mesurées.

On remarque de très légères différences entre les efficacités mesurées dans les événements $Z \rightarrow ee + X$ et $Z \rightarrow \mu\mu + X$. De plus, on remarque de manière générale que le pouvoir discriminant des critères est d'autant plus important pour les X de basse énergie.

D'autre part, les efficacités d'identification montrent une forte dépendance en pseudo-rapacité pour les candidats électrons dans la catégorie F (figure 5.25) avec des écarts d'efficacité relatifs de $\sim 50\%$. Les plus grandes efficacités sont observées dans la région du *crack* et la zone non instrumentée dans le TRT ; ceci montre une faiblesse connue des critères d'identification dans ces zones du détecteur.

Aussi, pour l'ensemble des critères d'isolation + d_0 et d'identification (figure 5.26), les efficacités de l'ensemble des coupures sont les plus basses pour les candidats électron X se trouvant dans le tonneau du calorimètre électromagnétique. On remarque aussi que les efficacités sont inférieures pour les candidats électron X dans la catégorie F par rapport à E . Les efficacités mesurées dans la simulation Monte Carlo et les données présentent des différences allant jusqu'à $\sim 50\%$ dans la catégorie E . Celles-ci s'ajoutent aux différences observées dans les distributions des variables des électrons X déjà discutées. Pour ces raisons, une première estimation du bruit de fond a été obtenue à partir des efficacités mesurées dans les données uniquement.

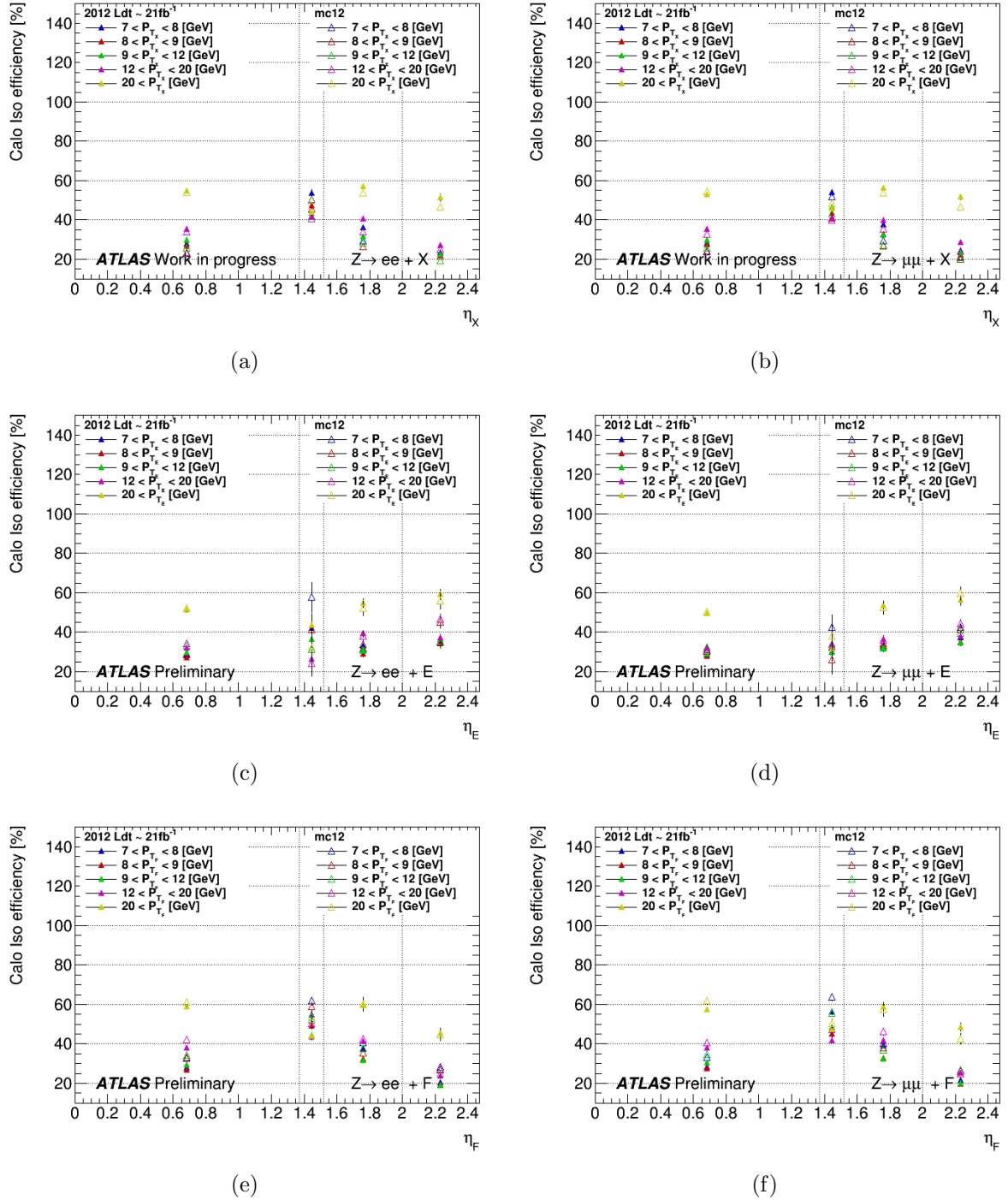


Figure 5.21 – Efficacité en fonction de η pour différentes tranches en p_T de la coupure sur l'isolation calorimétrique relative de tous les candidats électron X sélectionnés (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et des candidats électron X dans la catégorie F (e), (f) dans les données et la simulation Monte Carlo. Les efficacités (a), (c), (e) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les efficacités (b), (d), (f) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$.

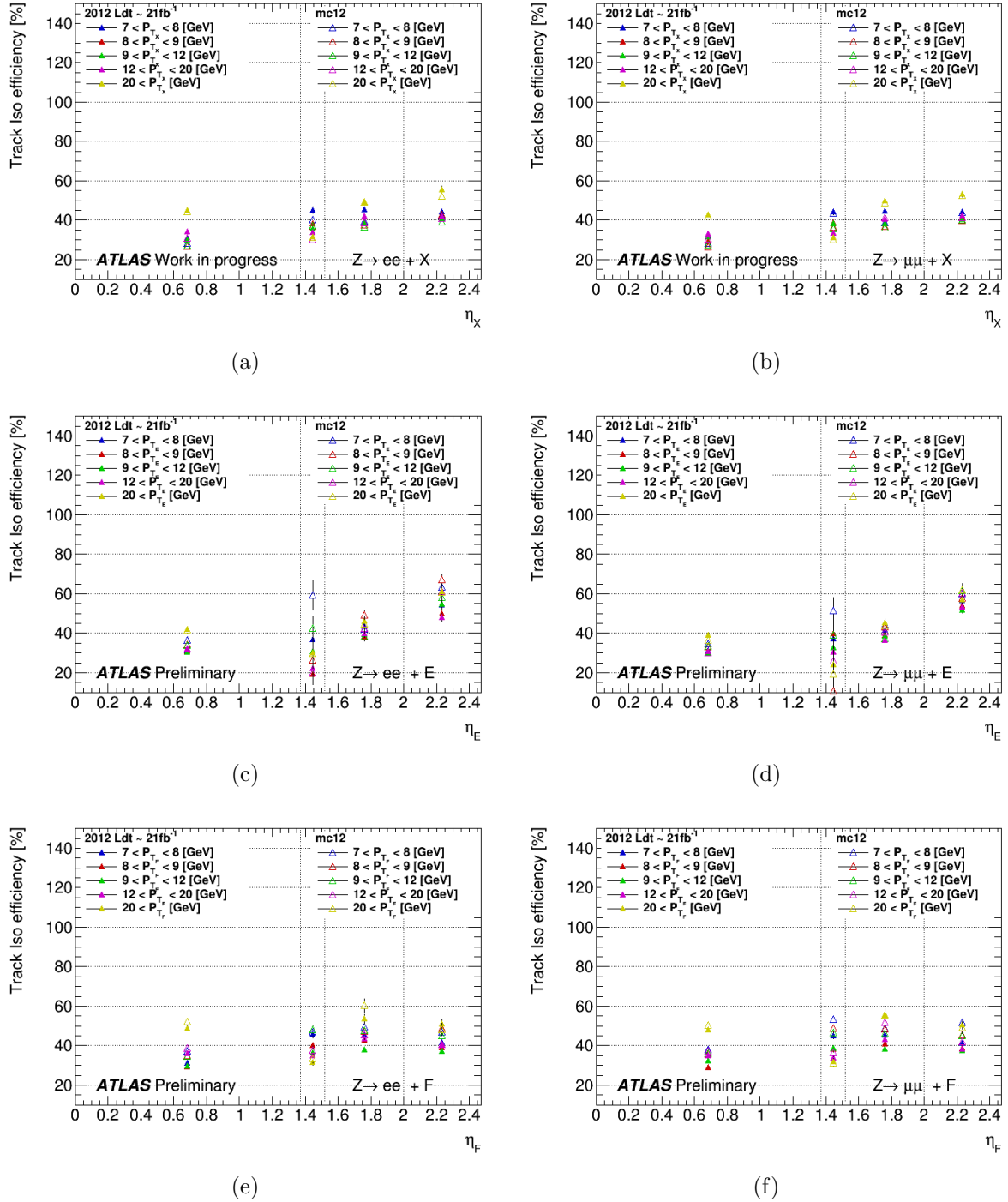


Figure 5.22 – Efficacité en fonction de η pour différentes tranches en p_T de la coupure sur l'isolation des traces relative de tous les candidats électron X sélectionnés (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et des candidats électron X dans la catégorie F (e), (f) dans les données et la simulation Monte Carlo. Les efficacités (a), (c), (e) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les efficacités (b), (d), (f) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$.

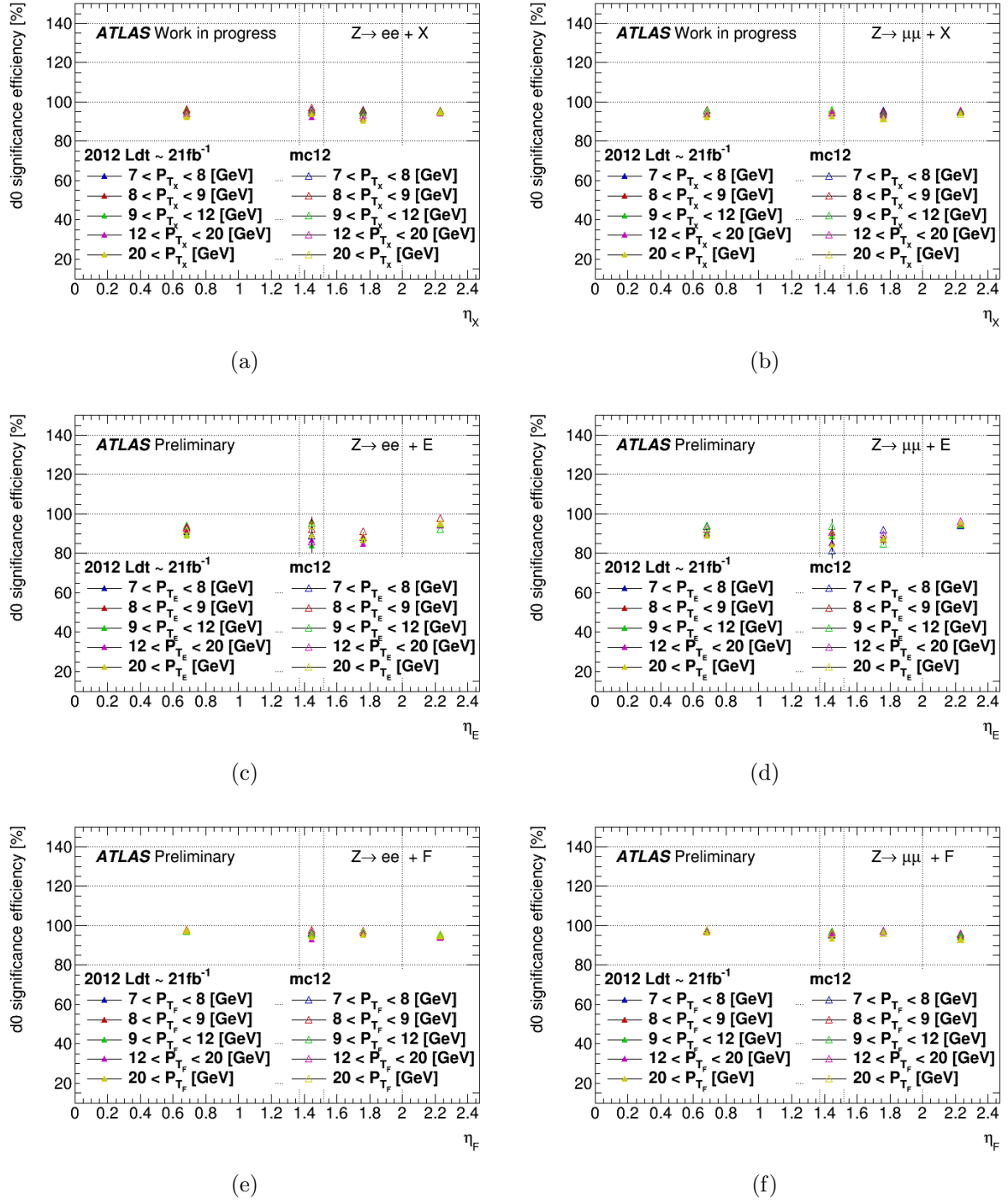


Figure 5.23 – Efficacité en fonction de η pour différentes tranches en p_T de la coupure sur la signification du paramètre d'impact de tous les candidats électron X sélectionnés (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et des candidats électron X dans la catégorie F (e), (f) dans les données et la simulation Monte Carlo. Les efficacités (a), (c), (e) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les efficacités (b), (d), (f) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$.

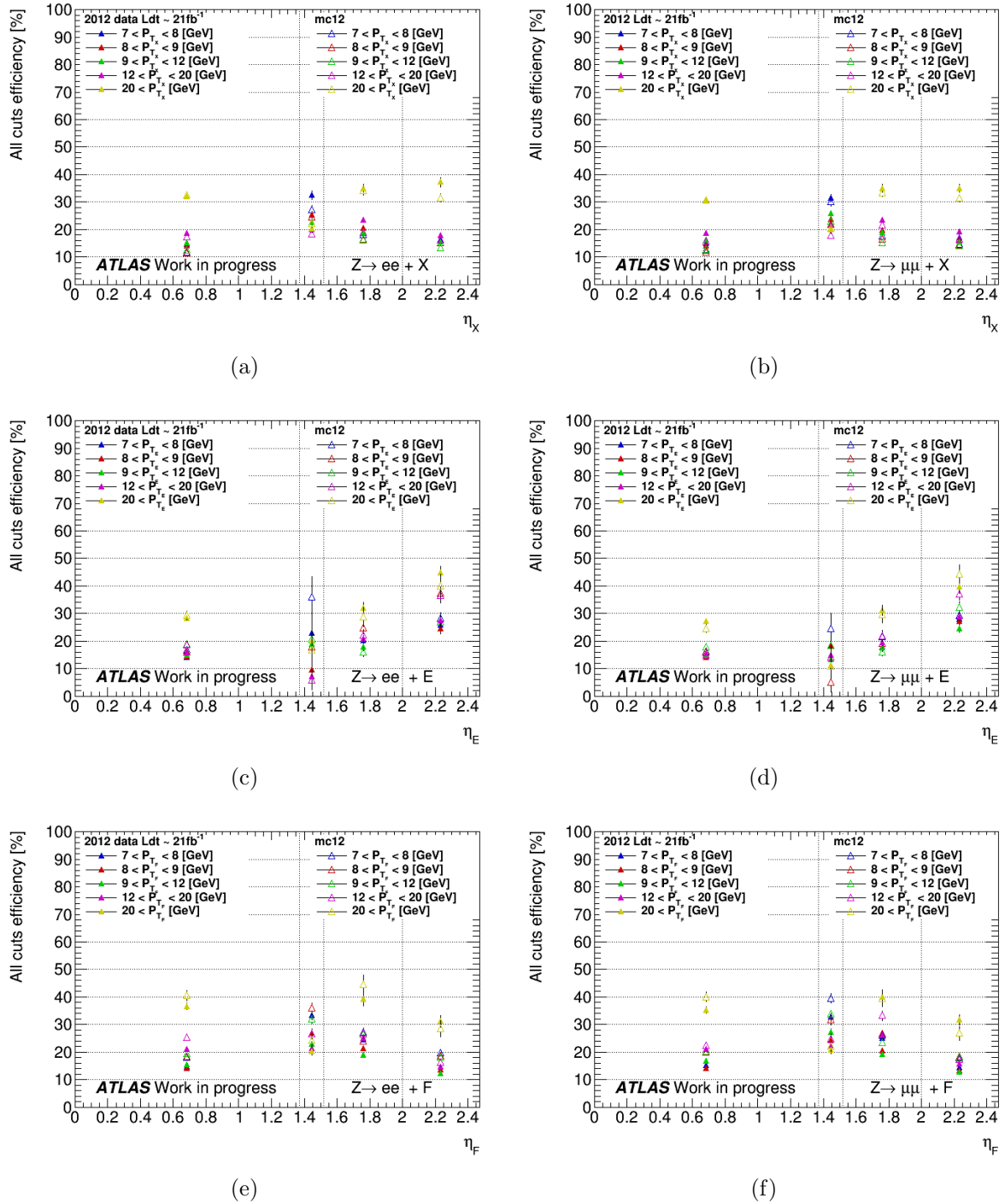


Figure 5.24 – Efficacité en fonction de η pour différentes tranches en p_T des critères d'isolation + d_0 de tous les candidats électron X sélectionnés (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et des candidats électron X dans la catégorie F (e), (f) dans les données et la simulation Monte Carlo. Les efficacités (a), (c), (e) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les efficacités (b), (d), (f) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$.

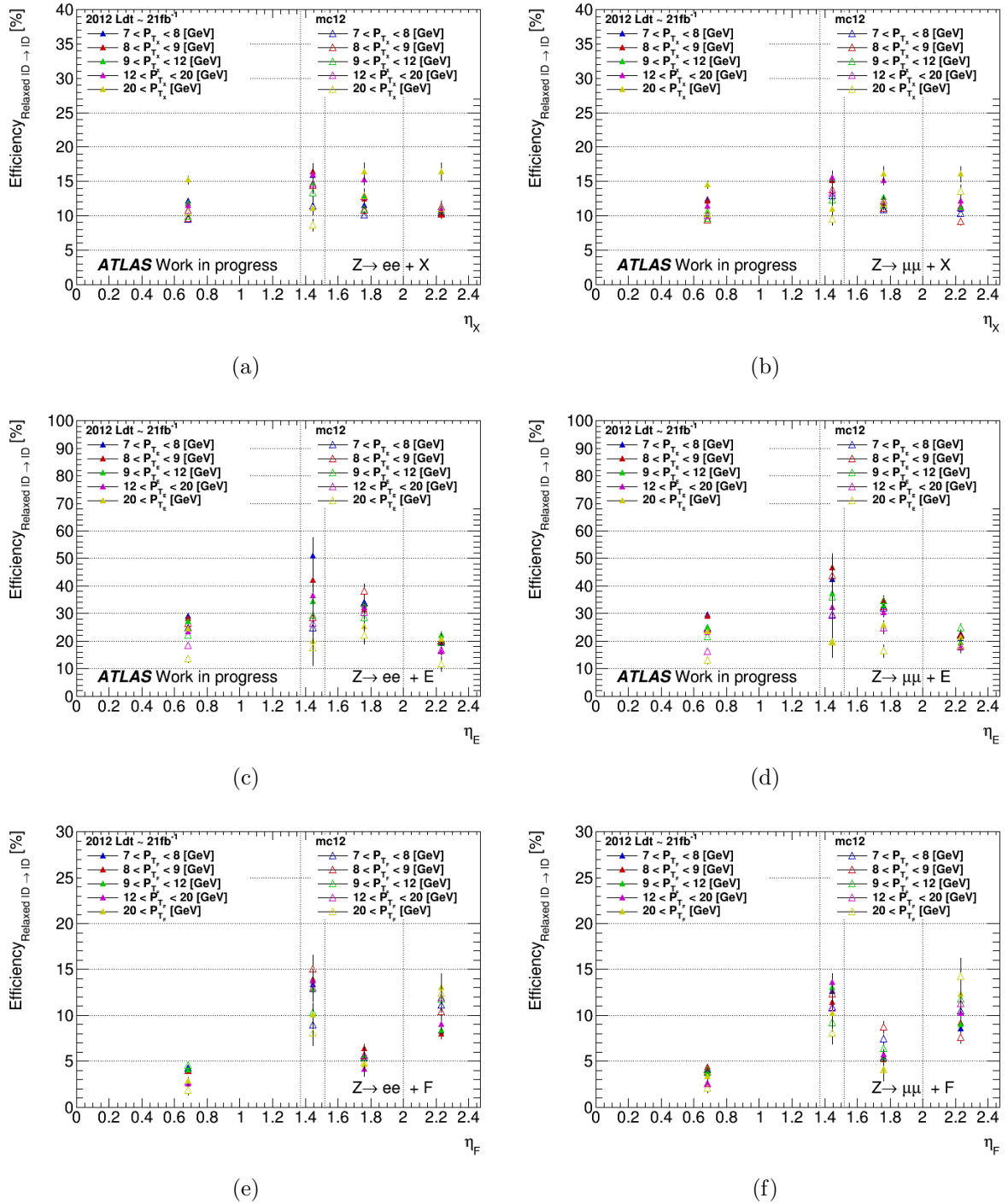


Figure 5.25 – Efficacité en fonction de η pour différentes tranches en p_T des critères d'identification LOOSE likelihood de tous les candidats électron X sélectionnés (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et des candidats électron X dans la catégorie F (e), (f) dans les données et la simulation Monte Carlo. Les efficacités (a), (c), (e) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les efficacités (b), (d), (f) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$.

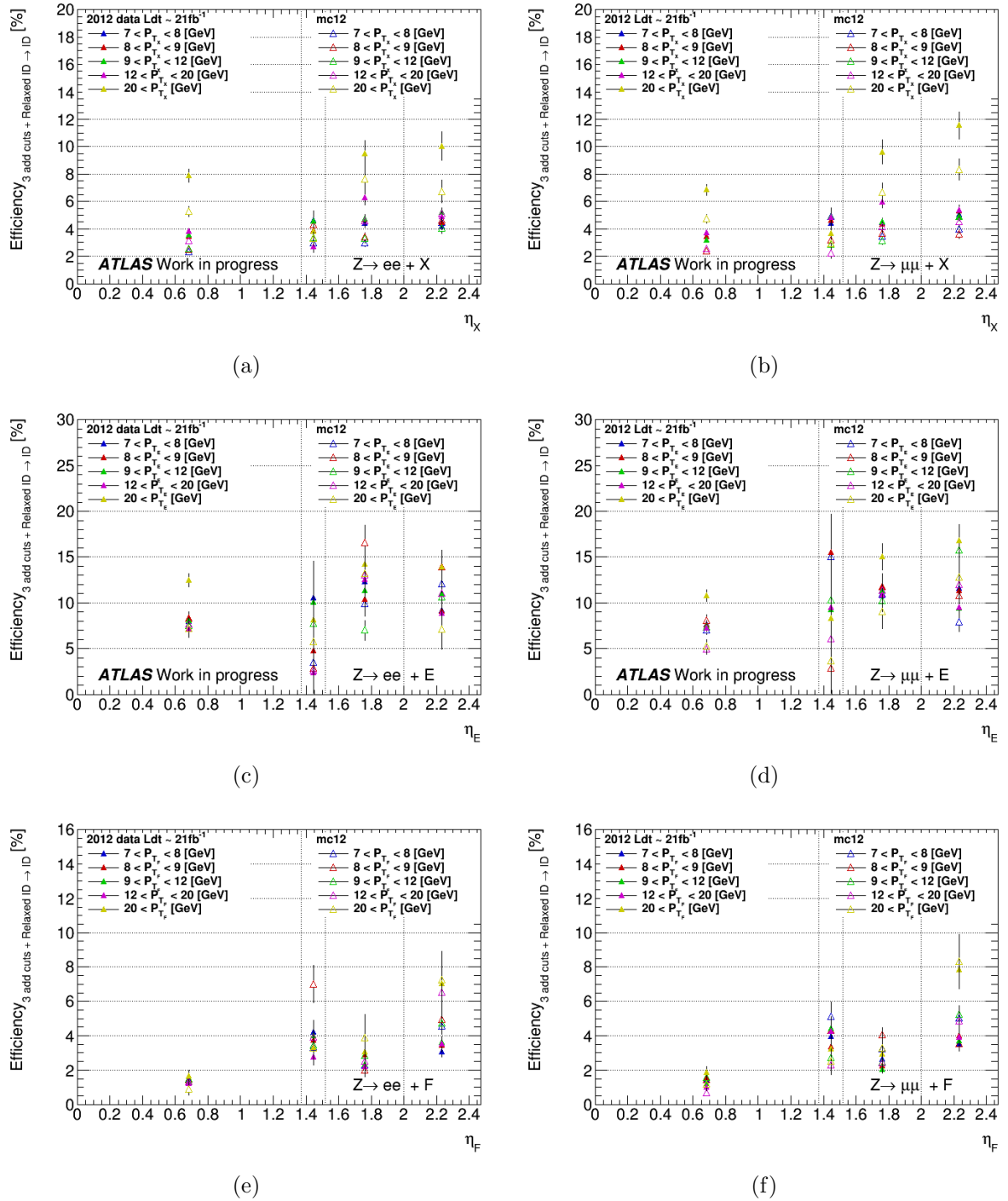


Figure 5.26 – Efficacité en fonction de η pour différentes tranches en p_T des critères d'isolation + d_0 et des critères d'identification LOOSE likelihood de tous les candidats électron X sélectionnés (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et des candidats électron X dans la catégorie F (e), (f) dans les données et la simulation Monte Carlo. Les efficacités (a), (c), (e) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les efficacités (b), (d), (f) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$.

5.6.3.2 Mesure des efficacités basée sur la simulation Monte Carlo

On a vu dans les tableaux 5.13 et 5.16 que les régions de contrôle $Z+X$ et $\mathcal{CR}5a$ ont une composition différente. On verra par la suite que cette différence de composition amène à une incertitude systématique importante sur la mesure. Une manière de s'affranchir de cette différence de composition consiste à utiliser celle prédite par la simulation Monte Carlo pour le calcul des efficacités. La mesure est faite suivant ces étapes :

- On mesure les efficacités pour chaque source de bruit de fond (e, q, γ, f) des candidats électron X de passer les critères d'isolation $+d_0$ et le critère d'identification dans la simulation Monte Carlo : $\epsilon_e, \epsilon_q, \epsilon_\gamma$ et ϵ_f .
- Les efficacités mesurées dans la simulation Monte Carlo sont corrigées afin de reproduire celles observées dans les données. Pour cela, trois régions de contrôle enrichies en candidats électron de type γ, q et f sont sélectionnées dans les données et la simulation Monte Carlo et des facteurs de correction sont extraits pour chaque type de candidat électron : SF_q, SF_γ et SF_f .
- La composition de X_3 et X_4 de la région de contrôle $Z+XX$ et $\mathcal{CR}5a$ est obtenue à partir des simulations Monte Carlo pour les différentes catégories d'électrons : $\text{frac}(i|E)^{ZXX}, \text{frac}(i|F)^{ZXX}$ avec $i = e, q, \gamma, f$.
- Les efficacités basées sur la composition de la région de contrôle $Z+XX$ sont construites suivant :

$$\begin{aligned} \epsilon_E^{ZXX} = & \text{frac}(e|E)^{ZXX} \times \epsilon_e \times SF_e + \text{frac}(q|E)^{ZXX} \times \epsilon_q \times SF_q \\ & + \text{frac}(\gamma|E)^{ZXX} \times \epsilon_\gamma \times SF_\gamma + \text{frac}(f|E)^{ZXX} \times \epsilon_f \times SF_f \end{aligned} \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_F^{ZXX} = & \text{frac}(e|F)^{ZXX} \times \epsilon_e \times SF_e + \text{frac}(q|F)^{ZXX} \times \epsilon_q \times SF_q \\ & + \text{frac}(\gamma|F)^{ZXX} \times \epsilon_\gamma \times SF_\gamma + \text{frac}(f|F)^{ZXX} \times \epsilon_f \times SF_f \end{aligned} \quad (5.10)$$

Les mesures des efficacités et de la composition ont été effectuées par tranches de pseudo-rapacité et d'impulsion transverse (η, p_T) que l'on peut voir dans le tableau 5.19.

Tranches en p_T [GeV]		
7-10	10-15	> 15
Tranches en $ \eta $		
0-1.37	1.37-2.47	

Table 5.19 – Tranches d'énergie transverse et de pseudo-rapacité dans lesquelles les efficacités des candidats électron X sont mesurées.

On peut voir dans la figure 5.27 les efficacités pour chaque source de bruit de fond d'électrons en fonction de la pseudo-rapacité.

On remarque que les efficacités des candidats de type e sont supérieures à 80% comme attendu et sont autour de 2% pour les candidats de type f . D'autre part, les efficacités

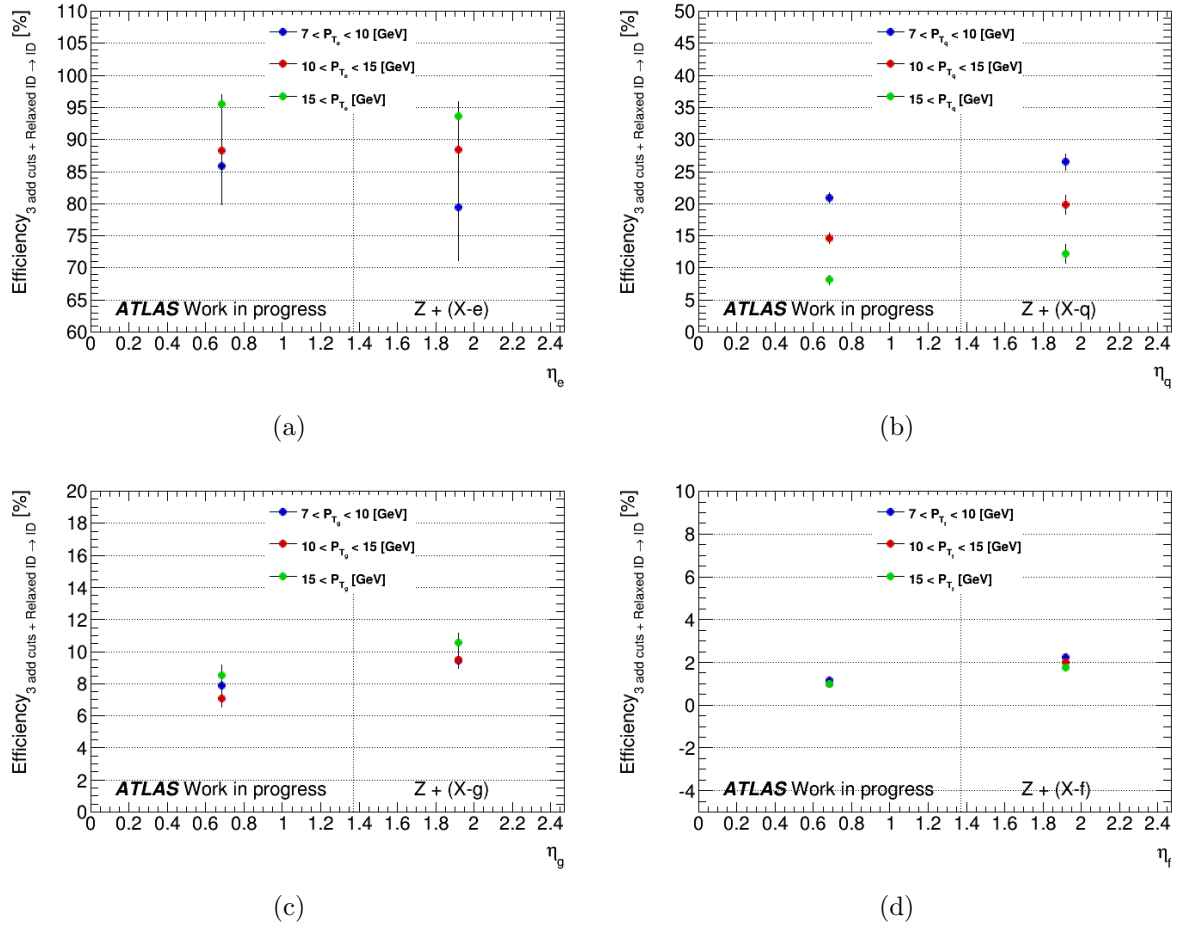


Figure 5.27 — Efficacité en fonction de η pour différentes tranches en p_T des critères d'isolation + d_0 et des critères d'identification LOOSE likelihood de tous les candidats électron X sélectionnés pour chaque type de bruit de fond, e (a), q (b), γ (c) et f (d) mesurées dans les Monte Carlo.

sont stables en fonction de l'impulsion transverse sauf pour les candidats de type q . Une différence inférieure à 5% est observée entre les efficacités mesurées entre le tonneau et les bouchons.

Les facteurs de correction pour le type de candidats électron f et γ sont présentés dans le tableau 5.20. Les efficacités des types de bruit de fond q mesurées dans la simulation Monte Carlo sont en accord avec les données.

Dans les tableaux 5.21, on peut voir les compositions en type de bruit de fond pour les catégories des candidats électrons X , E et F .

On peut voir dans la figure 5.28 les efficacités mesurées avec la méthode décrite ici comparées à celles mesurées dans les données.

On remarque que pour certaines tranches d'énergie et de pseudo-rapidité, des différences entre les efficacités mesurées dans les données et la simulation Monte Carlo vont jusqu'à $\sim 50\%$.

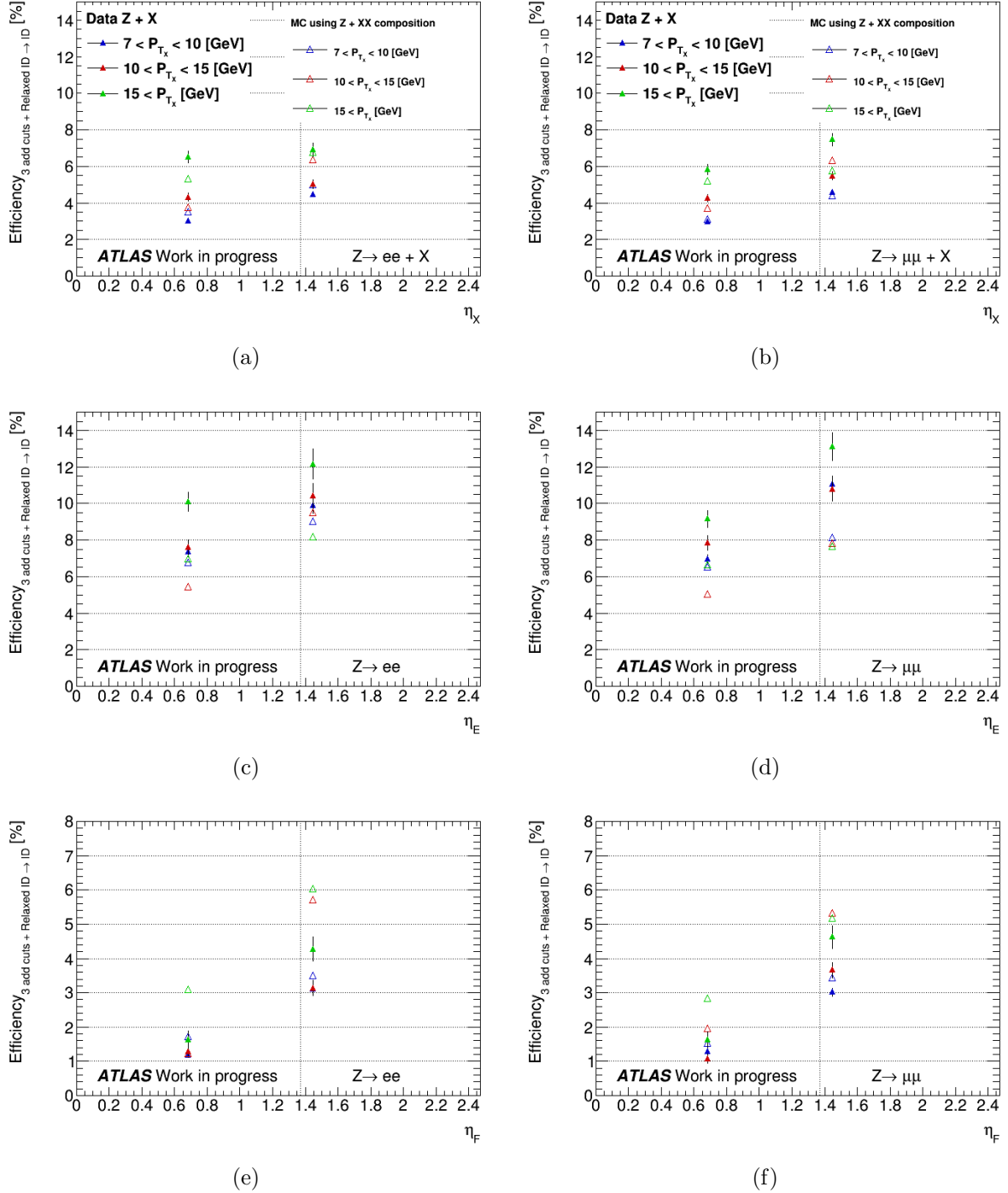


Figure 5.28 – Efficacité en fonction de η pour différentes tranches en p_T des critères d'isolation + d_0 et des critères d'identification LOOSE likelihood de tous les candidats électron X sélectionnés (a), (b), des candidats électron X dans la catégorie E (c), (d) et des candidats électron X dans la catégorie F (e), (f) dans les données et la simulation Monte Carlo. Les efficacités (a), (c), (e) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow ee$ et les efficacités (b), (d), (f) concernent les électrons de type bruit de fond accompagnés d'un boson $Z \rightarrow \mu\mu$.

	7 – 10 GeV	10 – 15 GeV	> 15 GeV
Facteur de correction type γ			
X	1.09 ± 0.03	1.00 ± 0.03	1.19 ± 0.04
Facteur de correction type f			
E	1.30 ± 0.04	1.93 ± 0.11	3.13 ± 0.23
F	1.22 ± 0.03	1.27 ± 0.06	1.16 ± 0.08
X	1.24 ± 0.03	1.51 ± 0.07	2.03 ± 0.11

Table 5.20 – Ratio entre les efficacités mesurées dans les données et la simulation Monte Carlo pour les types de bruit de fond f et γ pour les différentes tranches en p_T [78].

Tonneau, p_T 7-10 GeV				
[%]	e	q	γ	f
E	0.0 ± 0.0	25.5 ± 2.1	9.2 ± 1.5	65.3 ± 5.2
F	0.0 ± 0.0	1.8 ± 0.4	1.2 ± 0.4	97.0 ± 5.4
Tonneau, p_T 10-15 GeV				
[%]	e	q	γ	f
E	0.1 ± 0.0	40.7 ± 2.4	15.7 ± 2.0	43.6 ± 3.4
F	0.0 ± 0.0	3.5 ± 0.5	1.1 ± 0.4	95.4 ± 6.7
Tonneau, p_T >15 GeV				
[%]	e	q	γ	f
E	0.4 ± 0.0	49.0 ± 2.4	12.3 ± 1.6	38.4 ± 3.2
F	0.2 ± 0.0	5.1 ± 0.8	4.1 ± 1.2	90.6 ± 7.9
Bouchons, p_T 7-10 GeV				
[%]	e	q	γ	f
E	0.0 ± 0.0	16.1 ± 2.2	25.5 ± 5.3	58.4 ± 7.8
F	0.0 ± 0.0	4.4 ± 1.0	5.7 ± 1.0	89.9 ± 5.9
Bouchons, p_T 10-15 GeV				
[%]	e	q	γ	f
E	0.5 ± 0.4	23.8 ± 2.6	24.8 ± 4.4	50.9 ± 7.0
F	0.0 ± 0.0	4.7 ± 0.5	9.2 ± 1.4	86.0 ± 5.9
Bouchons, p_T >15 GeV				
[%]	e	q	γ	f
E	0.3 ± 0.1	22.6 ± 2.4	26.3 ± 4.5	50.9 ± 6.6
F	0.2 ± 0.0	7.5 ± 0.9	13.5 ± 2.1	78.8 ± 6.3

Table 5.21 – Composition attendue de la région de control $\mathcal{CR}5a$ en tranches de p_T dans le tonneau et les bouchons [78].

5.6.4 Validation de la méthode

La stratégie choisie dans cette analyse pour l'estimation du bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ consiste à estimer les bruits de fonds $Z + jets$ et $t\bar{t}$ en sélectionnant la région de contrôle $\mathcal{CR}5a$ dans les données et ensuite extrapoler chaque événement sélectionné dans la région de signal en utilisant la fonction de transfert de l'équation 5.5.

Bien que cette région de contrôle soit très peu contaminée par le bruit de fond des processus ZZ^* , WZ et par le signal, ceux-ci doivent être corrigés après l'extrapolation des événements de la région de contrôle dans la région de signal en soustrayant les événements issus de ces processus. Cette quantité est estimée sur la simulation Monte Carlo en utilisant la même méthode que dans les données. D'autre part, comme les événements du processus WZ ne sont pas inclus dans la région de contrôle $\mathcal{CR}5a$, la contribution de ce processus est estimée séparément en appliquant directement la sélection des candidats boson de Higgs décrite dans la section 5.4.2 sur la simulation Monte Carlo de ce processus.

Validation de la région de contrôle dans la simulation Monte Carlo

Afin de valider la méthode des facteurs de transfert, j'ai appliqué la méthode sur la simulation Monte Carlo des processus $Z + light$, $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$ en extrapolant les événements de la région de contrôle $\mathcal{CR}5a$ du tableau 5.10, en utilisant la fonction de transfert de l'équation 5.5 dont les efficacités sont extraites de la région de contrôle $Z + X$ des simulations Monte Carlo dont on peut voir la distribution dans la figure 5.26. Cette estimation peut directement être comparée au nombre d'événements attendus dans la région de signal en appliquant directement la sélection sur la simulation Monte Carlo de ces événements. Dans le tableau 5.22 se trouvent les résultats de l'estimation et de la sélection des événements pour les trois processus $Z + light$, $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$ pour les canaux $4e$ et $2\mu 2e$.

On remarque que le nombre d'événements estimé dans la région de signal, en prenant en compte la catégorie de reconstruction de X_3 et X_4 , est supérieur de 24% à 29% pour les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ par rapport à l'estimation sans catégorisation des candidats électrons X . L'estimation de $t\bar{t}$ dans les 2 canaux avec catégorisation est proche de celle attendue en appliquant la sélection du boson de Higgs. D'autre part, l'estimation de $Zb\bar{b}$ dans les deux canaux est largement sous estimée : 0.51 ± 0.01 par rapport à ce qui est attendu 1.71 ± 0.16 . Cette différence vient du fait que la composition des bruits de fond dans $\mathcal{CR}5a$ n'est pas reproduite dans la région de contrôle $Z + X$ où sont extraites les efficacités. D'autre part, l'estimation de la quantité de $Z + light$ est en accord avec ce qui est attendu après la sélection de la région de signal pour le canal $2\mu 2e$. Cependant, la statistique de l'échantillon Monte Carlo est limitée puisque cette comparaison ne peut être effectuée dans le canal $4e$ car aucun candidat n'est sélectionné. Au vue de ces observations, l'utilisation de la méthode de facteurs de transfert avec catégorisation et dans cette région de contrôle est justifiée. Une validation supplémentaire a été effectuée dans les données, et sera montrée par la suite.

estimation \mathcal{TF}			sélection de Higgs
	sans catégorisation	avec catégorisation	
4e			
Z+light jets	1.09±0.04	1.14±0.07	0
Z+b \bar{b}	0.12±0.00	0.24±0.01	0.81±0.11
t \bar{t}	0.14±0.00	0.29±0.01	0.30±0.07
2μ2e			
Z+light jets	1.32±0.05	1.47±0.08	1.49±1.04
Z+b \bar{b}	0.13±0.00	0.27±0.01	0.90±0.11
t \bar{t}	0.16±0.00	0.33±0.01	0.37±0.08

Table 5.22 – Estimation du nombre d'événements des processus $Z + \text{light}$, $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$ dans la région de signal en utilisant la méthode des facteurs de transfert à partir des simulations Monte Carlo avec et sans catégories E et F (estimation \mathcal{TF}) et nombre d'événements sélectionnés pour chacun des processus avec la sélection du boson de Higgs sur la simulation Monte Carlo (sélection de Higgs).

Validation de la méthode des facteurs de transfert dans les données

Pour valider la méthode des facteurs de transfert pour l'estimation du bruit de fond réductible dans les données, j'ai utilisé la région de contrôle $\mathcal{CR}5a$ avec les deux candidats électron X de même signe afin d'estimer le bruit de fond $Z + \text{light}$, $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$. Cette région a l'avantage de ne pas être contaminée par le signal. Le bruit de fond du processus WZ est estimé sur la simulation Monte Carlo en appliquant la sélection du boson de Higgs, où les leptons du boson Z^* sont de mêmes signes. Dans la région de contrôle $Z + XX(SS)$ certains des événements issus du processus ZZ^* peuvent se retrouver lorsque la charge de l'un des X_3 ou X_4 est mal reconstruite. L'estimation du nombre de ces événements ZZ ne peut pas être estimée précisément dans la simulation Monte Carlo due à la faible statistique ; c'est pourquoi on considère dans les données uniquement les événements dont la masse reconstruite est $m_{4\ell} < 160$ GeV. On peut voir les résultats de la sélection de $\mathcal{CR}5a$ (SS) dans les données et dans la simulation Monte Carlo dans le tableau 5.23 et de l'extrapolation dans la région de signal dans le tableau 5.24.

Un total de 639 et 809 événements sont sélectionnés dans les données dans la région de contrôle $Z + XX(SS)$ dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ respectivement. L'extrapolation dans la région de signal utilisant les efficacités avec catégorisation aboutit à 1.73 ± 0.1 et 2.08 ± 0.1 événements. La contribution du processus WZ dans la région de contrôle de 1.8 (1.6) événements dans le canal $4e$ ($2\mu 2e$) résulte après extrapolation dans la région de signal en 0.01 (0) événement. Comme expliqué précédemment, la contribution de ce bruit de fond est estimée directement à partir des simulations Monte Carlo correspondant à 0.58 ± 0.1 (0.47 ± 0.0) événements. Finalement, la somme des bruits de fond estimée à partir des données et du processus WZ équivaut à 2.3 ± 0.1 (2.6 ± 0.1) événements dans la région de signal qui peuvent être comparés à 2 (2) événements sélectionnés directement dans les données pour le canal $4e$ ($2\mu 2e$). Le nombre d'événements estimé est compatible avec

	$4e$	$2\mu 2e$
Données	639 ± 25	809 ± 28
Z+light jets	416.5 ± 14.6	579.5 ± 18.7
Z+ $b\bar{b}$	45.5 ± 1.3	53.6 ± 1.5
$t\bar{t}$	46.5 ± 0.8	54.5 ± 1.0
WZ	1.8 ± 0.2	1.6 ± 0.1
ZZ	0.7 ± 0.0	0.8 ± 0.0
MC total	511 ± 15	690 ± 20

Table 5.23 – Nombre d’événements observés dans les données et attendus dans la simulation Monte Carlo dans la région de contrôle CR5a lorsque X_3 et X_4 sont de même signe et dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$.

\mathcal{TF} estimation			sélection de Higgs(SS)
	sans catégorisation	avec catégorisation	
4e			
Données	1.48±0.07	1.73±0.1	2 ^{+2.6} _{-1.3}
WZ	0.00±0.00	0.01±0.00	0.58±0.09
2μ2e			
Données	1.80±0.07	2.08±0.12	2 ^{+2.6} _{-1.3}
WZ	0.00±0.00	0.00±0.00	0.47±0.0

Table 5.24 – Extrapolation du nombre d’événements sélectionnés dans la région de contrôle CR5a dans les données dont X_3 et X_4 sont de même signe (SS) par la méthode des facteurs de transfert et nombre d’événements pour chacun des processus passant la sélection du boson de Higgs dont X_3 et X_4 sont de même signe. Une incertitude poissonnienne à 68% de niveau de confiance [115] [116] est attribuée aux événements des données passant la sélection du boson de Higgs (SS).

le nombre d’événements sélectionné dans les fenêtres d’incertitude, ainsi cette validation confirme la pertinence de cette méthode.

5.6.5 Résultats de la méthode des fonctions de transfert

5.6.5.1 A partir des efficacités mesurées dans les données

Dans cette section sont présentées les résultats de l’estimation du bruit de fond réductible et son incertitude systématique en utilisant les efficacités mesurées dans les données dont les détails se trouvent dans la section 5.6.3.1.

Estimation de l’incertitude systématique

La méthode des facteurs de transfert décrite dans les sections précédentes est entièrement basée sur les données permettant ainsi une large statistique dans les régions de contrôle. En effet, la statistique dans la région de contrôle $Z + X$ est telle que l'erreur statistique de la mesure des efficacités est négligeable. La propagation de cette incertitude en tant que incertitude systématique de l'estimation dans la méthode de facteurs de transfert n'est donc pas considérée. D'autre part, la région de contrôle $Z + X$ dans laquelle sont extraites les efficacités et la région de contrôle $\mathcal{CR}5a$ utilisée pour l'extrapolation dans la région de signal n'ont pas la même composition comme on a pu le voir dans les tableaux 5.13 et 5.16. Une erreur systématique doit prendre en compte cette différence de composition dans les régions de contrôle $Z + X$ et $Z + XX$. Afin d'estimer cette incertitude systématique j'ai utilisé la simulation Monte Carlo des processus $Z + jets$ et $t\bar{t}$ ¹¹. L'évaluation de l'erreur systématique consiste à comparer le nombre d'événements extrapolés dans la région de signal en utilisant les efficacités basées sur la composition de la région de contrôle $Z + X$ et d'autre part $Z + XX$.

Dans un premier temps, les efficacités de chacun des 4 types de bruit de fond des candidats électron X de passer la sélection de la région de signal sont mesurées. On peut voir ces efficacités dans le tableau 5.25.

Type de bruit de fond	$Z(\rightarrow ee) + X$	$Z(\rightarrow \mu\mu) + X$
ϵ_e	91 ± 2	96 ± 2
ϵ_q	23 ± 1	22 ± 1
ϵ_γ	9 ± 0	9 ± 0
ϵ_f	2 ± 0	2 ± 0

Table 5.25 – Efficacités (en %) d'un candidat électron X pour les événements $Z(\rightarrow ee) | Z(\rightarrow \mu\mu) + X$ de passer les critères de sélection de la région de signal pour les types de bruit de fond mesurées dans la simulation Monte Carlo $Z + jets$ et $t\bar{t}$.

Connaissant la composition en type de bruit de fond des candidats électrons X dans la région de contrôle $Z + X$ (tableau 5.13) et $Z + XX$ $\mathcal{CR}5a$ (tableau 5.16) on construit les efficacités de sélection de la région de signal pour les deux catégories $i = E, F$ en utilisant les formules suivantes :

$$\begin{aligned} \epsilon_i^{ZX} = & \text{frac}(e|i)^{ZX} \times \epsilon_e + \text{frac}(q|i)^{ZX} \times \epsilon_q \\ & + \text{frac}(\gamma|i)^{ZX} \times \epsilon_\gamma + \text{frac}(f|i)^{ZX} \times \epsilon_f \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_i^{ZXX} = & \text{frac}(e|i)^{ZXX} \times \epsilon_e + \text{frac}(q|i)^{ZXX} \times \epsilon_q \\ & + \text{frac}(\gamma|i)^{ZXX} \times \epsilon_\gamma + \text{frac}(f|i)^{ZXX} \times \epsilon_f \end{aligned} \quad (5.12)$$

Les efficacités par catégorie basées sur les compositions des régions de contrôle $Z + X$ et $Z + XX$ se trouvent dans le tableau 5.26.

11. Les processus WZ et ZZ ne sont pas estimés à partir de la méthode des facteurs de transfert

Categorie	$Z(\rightarrow ee)$		$Z(\rightarrow \mu\mu)$	
	$Z + X$	$Z + XX$	$Z + X$	$Z + XX$
E	6.3 ± 2	7.6 ± 2	5.8 ± 2	7.5 ± 2
F	2.6 ± 2	3.0 ± 2	2.6 ± 2	2.9 ± 2

Table 5.26 – Efficacités en % d'un candidat électron X dans les événements $Z(\rightarrow ee) \mid Z(\rightarrow \mu\mu) + X$ de passer les critères de sélection de la région de signal par catégorie mesurées dans la simulation Monte Carlo des processus $Z + \text{jets}$ et $t\bar{t}$ basées sur la composition de la région de contrôle $Z + X$ et $Z + XX$.

Les événements sélectionnés dans la région de contrôle $Z + XX$ $\mathcal{CR}5a$ sont divisés en 6 catégories, selon la catégorie de reconstruction des candidats électrons X et selon la saveur des leptons formant le boson Z_1 dont on peut voir le nombre d'événements dans le tableau 5.27.

	$Z(\rightarrow ee) + XX$	$Z(\rightarrow \mu\mu) + XX$
Z+EE	98	120
Z+EF	256	320
Z+FF	213	258

Table 5.27 – Nombre d'événement $Z + \text{jets}$ et $t\bar{t}$ attendu dans la région de contrôle $Z + XX$ $\mathcal{CR}5a$ par catégorie de reconstruction des candidats électrons X estimé avec la simulation Monte Carlo.

Les événements sont extrapolés dans la région de signal suivant la composition de la région de contrôle $Z + X$ c'est-à-dire en utilisant les efficacités ϵ^{ZX} dans la fonction de transfert 5.5. D'autre part, ces mêmes événements sont extrapolés dans la région de signal en utilisant la composition de la région de contrôle $Z + XX$ en utilisant les efficacités ϵ^{ZXX} . Dans le canal $4e$ ($2\mu 2e$) 1.05 (1.13) événements sont estimés en utilisant les efficacités basées sur la composition de la région de contrôle $Z + X$. Pour l'estimation utilisant les efficacités de la région de contrôle $Z + XX$ on estime 1.51 (1.80) événements dans le canal $4e$ ($2\mu 2e$).

L'erreur systématique attribuée à la différence de composition entre les régions de contrôle $Z + X$ où sont extraites les efficacités et la région de contrôle $Z + XX$ revient à la différence du nombre d'événements extrapolé dans la région de signal en utilisant ces deux différentes régions de contrôle. Ceci équivaut à 44% et 60% d'erreurs systématiques pour les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ respectivement.

Estimation du bruit de fond réductible

Le nombre total d'événements sélectionnés dans la région de contrôle $\mathcal{CR}5a$ dans les données 2012 correspondant à une luminosité intégrée de 20.3 fb^{-1} est de 1354 événements pour les canaux $4e$ et $2\mu 2e$. Après extrapolation dans la région de signal des événements

de $\mathcal{CR}5a$ par la méthode des facteurs de transfert en suivant l'équation 5.5, on estime 1.92 ± 0.12 (1.94 ± 0.12), en utilisant les efficacités avec catégorisation. D'autre part, la contamination des processus ZZ et WZ dans la région de signal qui est soustraite est de 0.01 (0.02) événements pour le canal $4e$ ($2\mu 2e$). Le nombre d'événements des processus WZ estimés directement à partir des simulations Monte Carlo est 0.54 ± 0.08 (0.43 ± 0.07) dans le canal $4e$ ($2\mu 2e$). Le résumé de ces informations se trouve dans le tableau 5.28.

Z+XX $\mathcal{CR}5a$		\mathcal{TF} estimation		sélection de Higgs
		sans catégorisation	avec catégorisation	
$4e$				
Données	652±26	1.53±0.07	1.92±0.12	-
ZZ	1.4±0.1	0.00±0.00	0.00±0.00	-
WZ	2.1±0.2	0.01±0.00	0.01±0.00	0.54±0.08
$2\mu 2e$				
Données	702±25	1.60±0.07	1.94±0.12	-
ZZ	1.5±0.1	0.01±0.00	0.01±0.00	-
WZ	2.1±0.2	0.01±0.00	0.01±0.00	0.43±0.07

Table 5.28 – Estimation du bruit de fond réductible $Z + jets$, $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$ à partir des données et contamination des processus WZ et ZZ dans la région de signal à partir de la région de contrôle $Z + XX \mathcal{CR}5a$ par la méthode des facteurs de transfert et nombre d'événements WZ passant la sélection du Higgs.

L'incertitude statistique est estimée comme la racine de la somme quadratique des poids de la fonction de transfert sur l'ensemble des événements de la région de contrôle :

$$Err_{stat} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{CR5a}} \mathcal{TF}_i^2} \quad (5.13)$$

où N_{CR5a} correspond au nombre d'événement sélectionnés dans la région de contrôle et \mathcal{TF}_i au poids attribué à chaque événements par la fonction de transfert suivant l'équation 5.5. La seconde incertitude correspond à l'incertitude systématique dont le détail se trouve dans le paragraphe précédent.

Le bruit de fond réductible estimé par la méthode des facteurs de transfert est :

$$\begin{aligned} 4e : & \quad 2.45 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 0.84(\text{syst}) \\ 2\mu 2e : & \quad 2.35 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 1.15(\text{syst}) \end{aligned}$$

5.6.5.2 A partir des efficacités mesurées dans la simulation Monte Carlo

La mesure des efficacités dans la simulation Monte Carlo et celles observées et corrigées dans les données sont détaillées dans la section 5.6.3.2.

De la même manière que pour l'estimation précédente, la propagation de l'incertitude statistique des efficacités utilisées dans les fonctions de transfert est négligeable. L'erreur systématique liée à l'erreur statistique des facteurs de correction des efficacités afin de reproduire celles observées dans les données est prise en compte en appliquant les variations suivantes : 10% à 35% sur SF_f , 20% sur SF_γ et ϵ_q de 10%. Les différences d'estimation après avoir appliqué ces variations atteignent 31% dans le canal $4e$ et 33% dans le canal $2\mu 2e$.

L'incertitude systématique liée à la composition est estimée en extrapolant les événements dans la région de signal en utilisant la composition et les efficacités inclusives (sans tranches d'impulsion et de pseudo-rapacité). Des différences de 18% et 13% sont observées dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ respectivement. Finalement l'incertitude systématique liée à cette méthode atteint 36% dans les deux canaux.

Le bruit de fond réductible estimé par la méthode des facteurs de transfert avec les efficacités mesurées dans la simulation Monte Carlo après correction est :

$$\begin{aligned} 4e : & \quad 2.45 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 0.89(\text{syst}) \\ 2\mu 2e : & \quad 2.52 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 0.90(\text{syst}) \end{aligned}$$

5.7 Résumé des estimations du bruit de fond réductible $\ell\ell + ee$

Dans ce chapitre, les différentes méthodes d'estimation du bruit de fond pour les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ ont été introduites pour la méthode $3\ell + X$ et \mathcal{TF} 1 dans la section 5.5.2.2. D'autre part, les méthodes \mathcal{TF} 2 et \mathcal{TF} 3 ont été présentées dans la section 5.6 et constituent le coeur de ma contribution dans cette analyse.

Pour les publications précédant l'analyse présentée dans cette thèse, la méthode de référence utilisée est \mathcal{TF} 1 où la région de contrôle $\mathcal{CR}0$ est sélectionnée dans les données. La méthode utilisée dans les analyses les plus récentes est celle basée sur la région de contrôle $3\ell + X$. La motivation de ce choix provient du fait que dans cette méthode un meilleur contrôle de la composition de la région de contrôle est possible grâce à l'ajustement des données. Cet ajustement est possible grâce à la simplification de la composition de la région de contrôle puisque les critères de sélection sont relâchés sur seulement un candidat électron X contrairement aux régions de contrôle $Z + XX$.

Afin de vérifier les résultats de ces estimations, j'ai participé au développement d'une méthode basée sur la région de contrôle $Z + XX$ entièrement sélectionnée dans les données avec des efficacités d'extrapolation mesurées dans la simulation Monte Carlo (\mathcal{TF} 2) ou dans les données (\mathcal{TF} 3). L'avantage de cette approche par rapport à \mathcal{TF} 1 est que la région de contrôle n'est pas contaminée par le signal et le bruit de fond ZZ . L'avantage de la méthode \mathcal{TF} 2 est l'estimation de la composition de la région de contrôle à partir des simulations Monte Carlo. En effet, cette différence de composition entre la région $Z + X$ et $Z + XX$ mène à des incertitudes systématiques de l'ordre de 44 à 60% pour \mathcal{TF} 3 comparés à 36% pour \mathcal{TF} 2.

Une amélioration possible de la méthode \mathcal{TF} 3 entièrement basée sur les données a été développée (\mathcal{TF} 4) et consiste à enrichir la région de contrôle $Z + X$ de la composante q en étiquetant des jets issus de quarks beaux. Dans les analyses futures, cette approche doit être privilégiée et renforcée, afin de s'affranchir de la mauvaise modélisation des simulations Monte Carlo.

Dans le tableau 5.29, on peut voir un résumé des différentes caractéristiques des méthodes exploitées pour la mesure du bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$. Et dans la tableau 5.30 les résultats correspondants sont présentés pour les données 2012.

Méthode	CR	Composition	Efficacité
$3\ell + X$	Données	Ajustement des données	MC
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 1$	Données $CR0$	MC	MC
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 2$	Données $CR5a$	MC	MC
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 3$	Données $CR5a$	Données	Données
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 4$	Données $CR5a$	Données	Données b -enrichie

Table 5.29 – Résumé des méthodes d'estimation du bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$. Dans la colonne des efficacités MC dénote des simulations Monte Carlo corrigées afin de reproduire les efficacités des données.

Méthode	Données 2012
$2\mu 2e$	
$3\ell + X^\dagger$	$2.91 \pm 0.33 \pm 0.60$
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 1$	$2.9 \pm 0.3 \pm 0.3$
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 2$	$2.52 \pm 0.10 \pm 0.90$
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 3$	$2.35 \pm 0.14 \pm 1.15$
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 4$	$3.17 \pm 0.17 \pm 0.91$
$4e$	
$3\ell + X^\dagger$	$2.88 \pm 0.28 \pm 0.54$
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 1$	$2.8 \pm 0.3 \pm 0.3$
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 2$	$2.45 \pm 0.10 \pm 0.89$
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 3$	$2.45 \pm 0.14 \pm 0.84$
$\ell\ell + XX \mathcal{TF} 4$	$2.89 \pm 0.18 \pm 0.75$

Table 5.30 – Résumé des estimations du bruit de fond réductible sur les données de 2012 dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$ pour les différentes méthodes décrites dans le texte.

5.8 Extraction de la forme du bruit de fond réductible

Les distributions des variables $m_{4\ell}$ et BDT_{ZZ^*} pour le bruit de fond réductible sont nécessaires afin de faire l'ajustement global des données sélectionnées dans la région de

signal ($110 < m_{4\ell} < 140$ GeV).

Pour les canaux 4μ et $2e2\mu$, la forme des distributions est directement extraite des simulations Monte Carlo et leur incertitude sont obtenues en variant les seuils des coupures appliquées sur l'isolation des traces et la signification du paramètre d'impact.

Pour les canaux $4e$ et $2\mu2e$ les formes des distributions sont extraites à partir de la région de contrôle $3\ell + X$ après l'extrapolation des événements sélectionnés dans les données dans la région de signal. L'incertitude sur la forme des distributions est obtenue par la différence de la forme dans les régions de contrôle $Z + XX$ après l'extrapolation dans la région de signal par les méthodes \mathcal{TF} 1 et \mathcal{TF} 2. Plus précisément, concernant la méthode \mathcal{TF} 2, la région de contrôle utilisée pour l'extraction de la forme du bruit de fond est $\mathcal{CR}5$, contrairement à l'estimation du nombre d'événements de bruit de fond qui utilise la région de contrôle $\mathcal{CR}5a$. Ce choix est motivé par le fait que la région de contrôle $\mathcal{CR}5$ bénéficie de 13% de plus d'événements que $\mathcal{CR}5a$. Cependant, leur composition est différente. Afin de valider ce choix, j'ai étudié et comparé la forme du bruit de fond réductible dans ces deux régions de contrôle. De plus, afin de valider cette approche, les distributions m_{12} , m_{34} , $m_{4\ell}$ et BDT_{ZZ^*} ont été comparées à celles extraites des simulations Monte Carlo $Z + light$, qui est le processus dominant de bruit de fond dans ces canaux. Dû au manque de statistique des échantillons de bruit de fond $Z + light$ dans la région de signal, les événements $Z + light$ sont sélectionnés dans les régions de contrôle respectives et sont extrapolés dans la région de signal à partir des efficacités mesurées dans la simulation Monte Carlo.

D'autre part, l'extraction des formes de distributions utilise les événements sélectionnés dans la région de contrôle $\mathcal{CR}5$ dans les données, après soustraction de la contribution du bruit de fond ZZ^* (estimé dans la simulation Monte Carlo).

Dans les figures 5.29, 5.30, 5.31 et 5.32, sont présentées la forme des distributions extraite à partir des données sélectionnées dans les deux régions de contrôle mentionnées plus haut (a) et la forme des distributions extraite à partir de la région de contrôle $\mathcal{CR}5$ dans les données et dans la simulation Monte Carlo du processus $Z + light$ (b). Toutes les distributions sont présentées après l'extrapolation basée sur les efficacités mesurées dans les données de la région de contrôle $Z + X$.

Les distributions des deux régions de contrôle sont compatibles dans les incertitudes statistiques. Ceci est vrai pour l'ensemble des distributions. De manière générale, les formes des données sont compatibles par rapport à celles des simulations Monte Carlo. Cependant pour les distributions m_{12} et BDT_{ZZ^*} on remarque des différences qui s'expliquent par le fait que les données ne contiennent pas seulement la contribution du bruit de fond $Z + light$ mais aussi des processus $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$.

Afin de s'affranchir des fluctuations statistiques affectant les distributions, celles-ci sont lissées avec la méthode *Kernel Density Estimator* en utilisant l'outil ROONDKKEYSPDF de ROOTFIT [117].

Dans la figure 5.33, la distribution en deux dimensions ($m_{4\ell}, BDT_{ZZ^*}$) du bruit de fond réductible $Z + jets$ des quatre canaux combinés $4e$, 4μ , $2\mu2e$ et $2e2\mu$, est présentée utilisant les données enregistrées en 2011 et 2012.

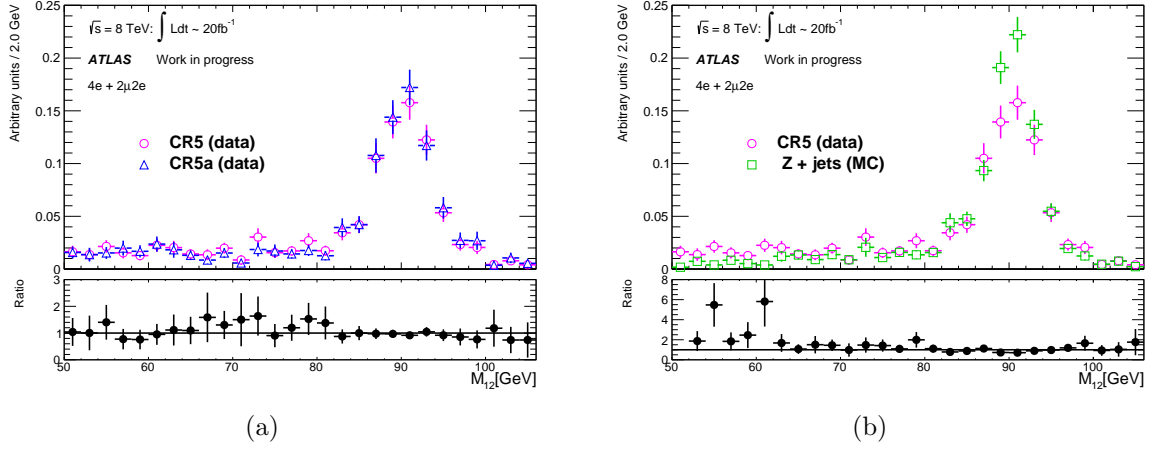


Figure 5.29 – Distribution de la variable m_{12} du bruit de fond réductible dans les canaux $\ell\ell e$ extraite à partir des données sélectionnées dans les régions de contrôle CR5 et CR5a (a) et extraite à partir de la région de contrôle CR5 dans les données et dans la simulation Monte Carlo du processus $Z + \text{light}$ (b).

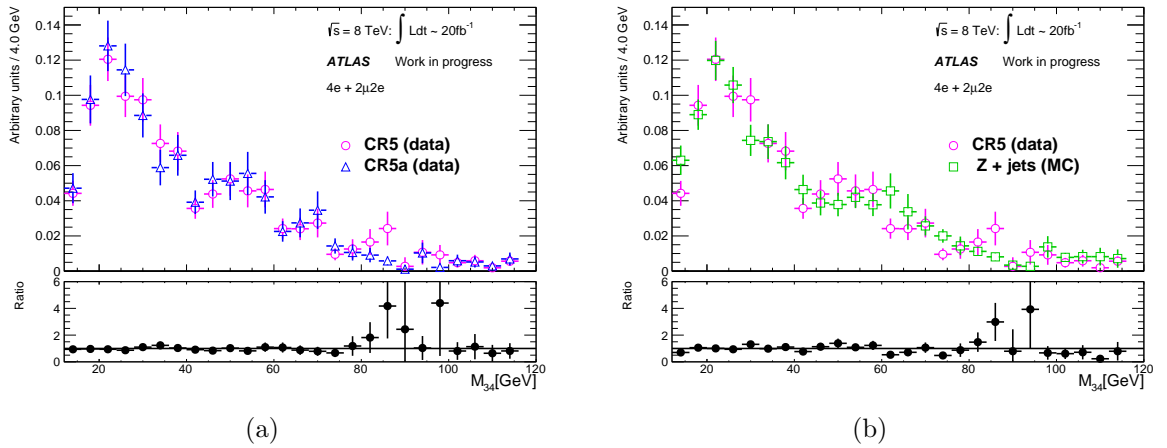


Figure 5.30 – Distribution de la variable m_{34} du bruit de fond réductible dans les canaux $\ell\ell e$ extraite à partir des données sélectionnées dans les régions de contrôle CR5 et CR5a (a) et extraite à partir de la région de contrôle CR5 dans les données et dans la simulation Monte Carlo du processus $Z + \text{light}$ (b).

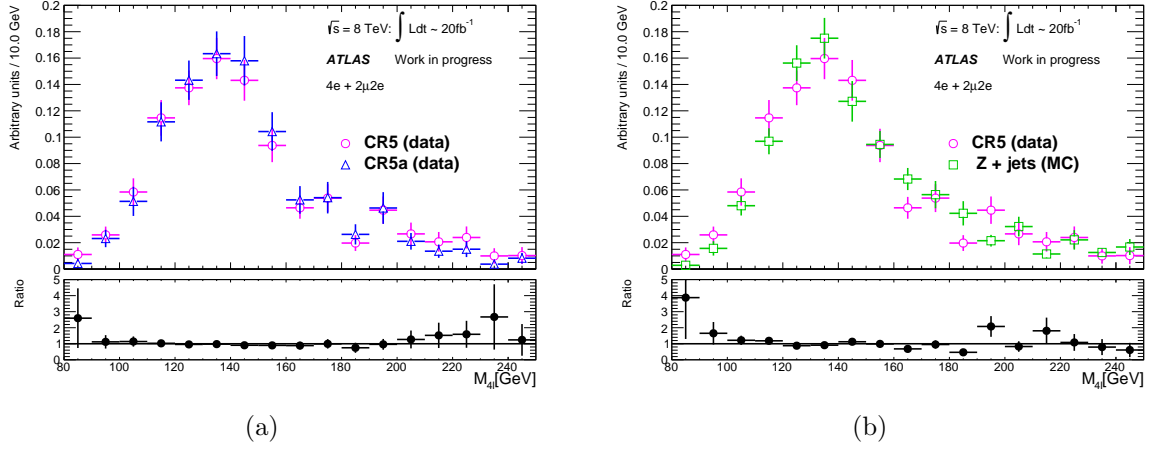


Figure 5.31 – Distribution de la variable $m_{4\ell}$ du bruit de fond réductible dans les canaux $l\bar{l}e\bar{e}$ extraite à partir des données sélectionnées dans les régions de contrôle CR5 et CR5a (a) et extraite à partir de la région de contrôle CR5 dans les données et dans la simulation Monte Carlo du processus $Z + \text{light}$ (b).

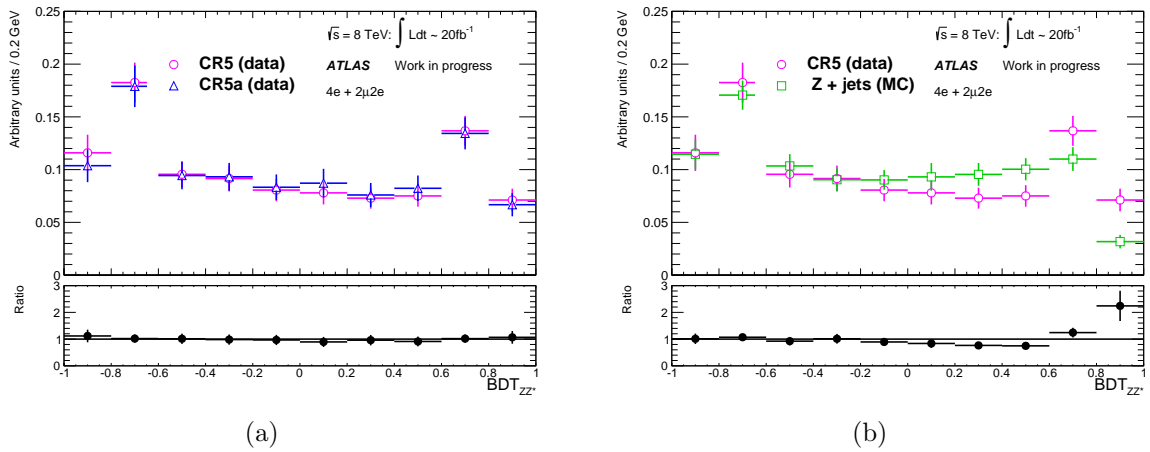


Figure 5.32 – Distribution de la variable BDT_{ZZ^*} du bruit de fond réductible dans les canaux $l\bar{l}e\bar{e}$ extraite à partir des données sélectionnées dans les régions de contrôle CR5 et CR5a (a) et extraite à partir de la région de contrôle CR5 dans les données et dans la simulation Monte Carlo du processus $Z + \text{light}$ (b).

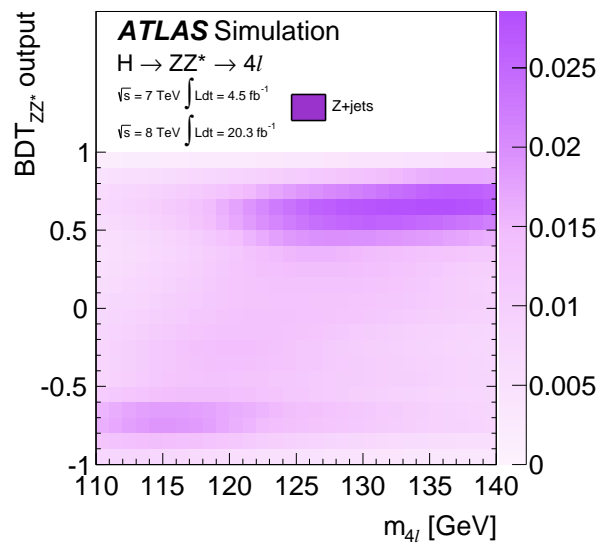


Figure 5.33 – Distribution du bruit de fond $Z + \text{jets}$ dans le plan (m_{4l}, BDT_{ZZ*}) pour le bruit de fond réductible $Z + \text{jets}$ des quatre canaux combinés $4e$, 4μ , $2\mu 2e$ et $2e 2\mu$ utilisant les données enregistrées en 2011 et 2012.

5.9 Résultats de l'analyse sur les données de 2011 et 2012

Dans cette section les résultats de cette analyse sont présentés utilisant les données collectées pendant les années 2011 et 2012 correspondant à une luminosité intégrée de 4.5 fb^{-1} et 20.3 fb^{-1} acquises avec $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ respectivement.

La sélection de la région de signal est utilisée pour mesurer la masse du boson de Higgs et la force du signal, $\mu = \sigma^{obs}/\sigma^{SM}$, définie comme le rapport du nombre d'événements signal observés par le nombre d'événement attendus dans le cadre du Modèle Standard. Cette dernière mesure permet une comparaison avec les prédictions du Modèle Standard.

Le nombre de candidats observés pour chaque canal dans la fenêtre de masse $120 < m_{4\ell} < 130 \text{ GeV}$ est présenté dans le tableau 5.31 ainsi que l'estimation des différents bruits de fond et du signal. Cette fenêtre de masse contient $\sim 90\%$ du signal pour un boson de Higgs ayant une masse de 125 GeV . Pour l'ensemble des canaux sélectionnés, un total de 10.36 ± 0.52 événements de bruit de fond est attendu dont $\sim 29\%$ provient du bruit de fond réductible ($Z + jets$, $t\bar{t}$ et WZ). Le rapport du signal sur bruit de fond de cette analyse pour un boson de Higgs de masse 125 GeV est très élevé ($S/B = 1.6$). Concernant les canaux $4e$ et $2\mu 2e$, le bruit de fond réductible contribue à 36% du bruit de fond total. Finalement, 37 événements sont sélectionnés dans les données dans la fenêtre de masse ($120 < m_{4\ell} < 130 \text{ GeV}$) alors que 16.2 ± 1.6 événements signal sont attendus.

Etat final	Signal	ZZ^*	$Z + jets, t\bar{t}$	S/B	Attendus	Observés
4μ	6.20 ± 0.61	2.82 ± 0.14	0.79 ± 0.13	1.7	9.81 ± 0.64	14
$2e2\mu$	4.04 ± 0.40	1.99 ± 0.10	0.69 ± 0.11	1.5	6.72 ± 0.42	9
$2\mu 2e$	3.15 ± 0.32	1.38 ± 0.08	0.72 ± 0.12	1.5	5.24 ± 0.35	6
$4e$	2.77 ± 0.29	1.22 ± 0.08	0.76 ± 0.11	1.4	4.75 ± 0.32	8
Total	16.2 ± 1.6	7.41 ± 0.40	2.95 ± 0.33	1.6	26.5 ± 1.7	37

Table 5.31 – Nombre de candidats observés et attendus de bruit de fond et de signal avec une masse $m_H = 125 \text{ GeV}$, pour chaque canal dans la fenêtre de masse $120 < m_{4\ell} < 130 \text{ GeV}$ utilisant les données 2011 et 2012. [92]

Un ajustement des données sélectionnées dans l'intervalle de masse $110 < m_{4\ell} < 140 \text{ GeV}$ est effectué dans le plan $(m_{4\ell}, BDT_{ZZ^*})$. Les paramètres d'intérêt de l'ajustement sont la masse du boson de Higgs m_H et la force du signal μ . La norme et la forme des bruits de fond utilisés sont décrits précédemment. Concernant le signal, les modèles pour chaque masse sont basés sur la simulation Monte Carlo normalisés à la section efficace.

Dans le tableau 5.32 est présentée la liste des principales incertitudes systématiques affectant l'extraction du signal et donc la mesure de la force du signal μ . Ces incertitudes sont traitées comme des paramètres de nuisance de l'ajustement des données qui est contraint par les données.

Les sources d'incertitudes théoriques sont dominantes pour l'ensemble des canaux avec un maximum de 7% provenant de la variation de l'échelle QCD sur le calcul de la section efficace du mode de production de fusion de gluons [81]. Les incertitudes sur les efficacités

Source of uncertainty	4μ	$2e2\mu$	$2\mu2e$	$4e$	combined
Electron reconstruction and identification efficiencies	–	1.7%	3.3%	4.4%	1.6%
Electron isolation and impact parameter selection	–	0.07%	1.1%	1.2%	0.5%
Electron trigger efficiency	–	0.21%	0.05%	0.21%	<0.2%
$\ell\ell + ee$ backgrounds	–	–	3.4%	3.4%	1.3%
Muon reconstruction and identification efficiencies	1.9%	1.1%	0.8%	–	1.5%
Muon trigger efficiency	0.6%	0.03%	0.6%	–	0.2%
$\ell\ell + \mu\mu$ backgrounds	1.6%	1.6%	–	–	1.2%
QCD scale uncertainty					6.5%
PDF, α_s uncertainty					6.0%
$H \rightarrow ZZ^*$ branching ratio uncertainty					4.0%

Table 5.32 – *Impact attendu des principales sources d'incertitudes systématiques sur l'extraction du signal sur les données 2011 et 2012, estimées dans la simulation Monte Carlo ($m_H = 125$ GeV) [92].*

de reconstruction et d'identification des électrons et des muons ont un impact de 1.6% et 1.5% respectivement pour les canaux combinés. D'autre part, l'impact sur l'extraction du signal de la forme du bruit de fond réductible des canaux $4e/2\mu2e$ et $4\mu/2e2\mu$ sur l'ensemble des canaux sont de 1.3% et 1.2% respectivement.

Les sources d'incertitudes systématiques dominantes sur la mesure de la masse sont l'échelle d'énergie des électrons et des muons avec un impact attendu de ~ 60 MeV pour les canaux $4e$ et 4μ [81]. Pour l'ensemble des canaux combinés ceci revient à une incertitude sur la mesure de m_H observée de $\pm 0.03\%$ pour chacune des incertitudes sur l'échelle d'énergie des électrons et l'échelle d'impulsion des muons.

La procédure statistique utilisée pour interpréter les données est basée sur le rapport de profil de vraisemblance [92] :

$$\Lambda(\alpha) = \frac{\mathcal{L}(\alpha, \hat{\hat{\theta}}(\alpha))}{\mathcal{L}(\hat{\alpha}, \hat{\theta})}$$

où α est le paramètre d'intérêt (m_H ou μ), θ le vecteur des paramètres de nuisance, $\hat{\hat{\theta}}$ correspond à la valeur de θ qui maximise \mathcal{L} pour une valeur de α spécifique. $\hat{\theta}$ et $\hat{\alpha}$ sont les valeurs qui maximisent \mathcal{L} . Un scan de différentes valeurs de m_H et μ est effectué en permettant aux paramètres de nuisance de varier, afin de maximiser la fonction de vraisemblance ou de minimiser le test statistique $-2\ln \Lambda(m_H)$. Le résultat de l'ajustement révèle les valeurs de m_H ou μ qui minimisent le test statistique. On peut voir dans la figure 5.34 les valeurs de m_H et de μ maximisant la fonction de vraisemblance après l'ajustement des données. De plus, on peut voir le profil de vraisemblance, $-2\ln \Lambda(m_H)$, en fonction de m_H avec $\hat{\mu}$ pour les quatre canaux séparément et combinés. La valeur obtenue de la masse du boson de Higgs après l'ajustement en deux dimensions avec cette méthode est $m_H = 124.51 \pm 0.52(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst})$ GeV [81]. Pour cette masse la force du signal est de $\mu = 1.66^{+0.39}_{-0.34}(\text{stat})^{+0.21}_{-0.14}(\text{syst})$ [92].

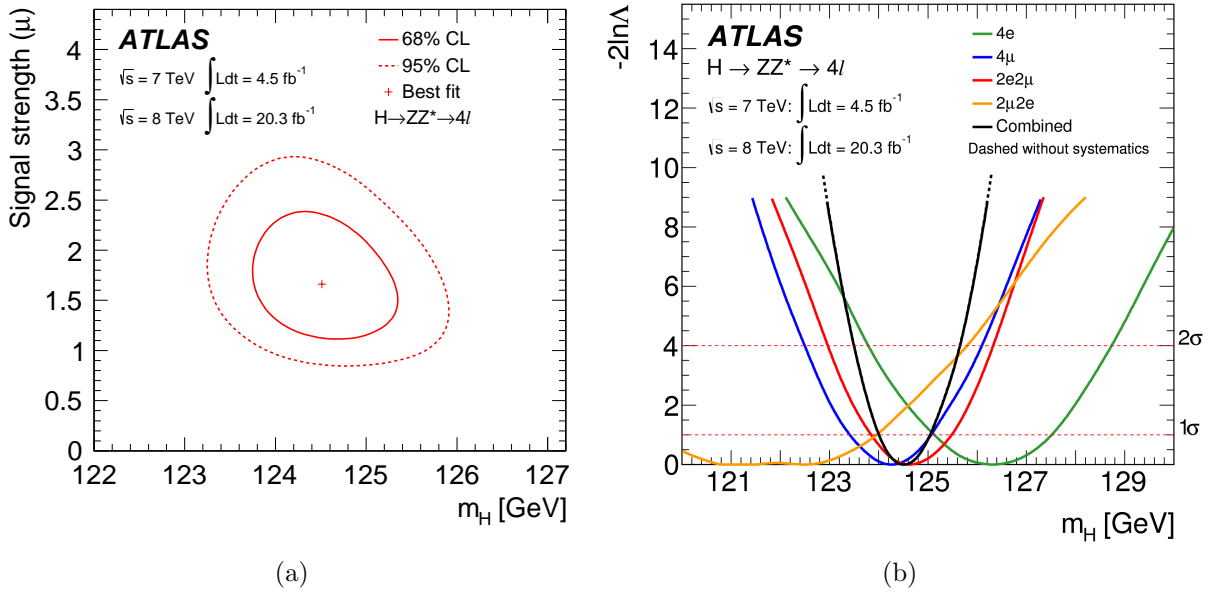


Figure 5.34 – Valeurs de m_H et μ maximisant la fonction de vraisemblance après l’ajustement des données ainsi que les contours à 68% et 95% de niveau de confiance(a). Profil de vraisemblance, $-2\ln \Lambda(m_H)$, en fonction de m_H pour les quatre canaux séparément et combinés pour les données 2011 et 2012(b).

Dans la figure 5.35 se trouvent les distributions de masse $m_{4\ell}$ et de la variable BDT_{ZZ^*} pour les données sélectionnées superposées aux bruits de fond réductible et irréductible ZZ^* et au signal $m_H = 125$ GeV après l’ajustement.

Concernant la région de masse $80 < m_{4\ell} < 100$ GeV, on remarque un pic étroit d’événements correspondant à la désintégration d’un boson de Z en 4 leptons¹² incluse dans le bruit de fond irréductible ZZ^* . Dans la région de masse $m_{4\ell} > 180$ GeV, où les deux bosons du bruit de fond ZZ^* sont sur leurs couches de masse, le nombre d’événements de ce processus augmente d’un facteur ~ 6 et diminue de manière continue à haute masse. Dans la région de masse $100 < m_{4\ell} < 180$ GeV la contribution du bruit de fond ZZ^* reste stable alors que celle du bruit de fond réductible émerge. Dans cette même région, un excès d’événements dans les données est observé par rapport au bruit de fond autour de $m_{4\ell} = 125$ GeV. Afin d’interpréter cet excès, la valeur de p_0 , qui représente la probabilité que l’observation soit produite par une fluctuation statistique sous l’hypothèse de bruit de fond uniquement, est calculée en ajustant les données dans le plan $m_{4\ell}, BDT_{ZZ^*}$ sous l’hypothèse du bruit de fond seulement [92]. On peut voir dans la figure 5.36, les valeurs de p_0 observées et attendues en fonction de m_H pour l’analyse avec les données de 2011 et 2012 séparément et leur combinaison.

La valeur de p_0 atteint 8.1σ pour la valeur de m_H mesurée dans l’ajustement.

12. où un des deux leptons issu de la désintégration du boson Z rayonne un photon qui se converti par la suite en deux électrons.

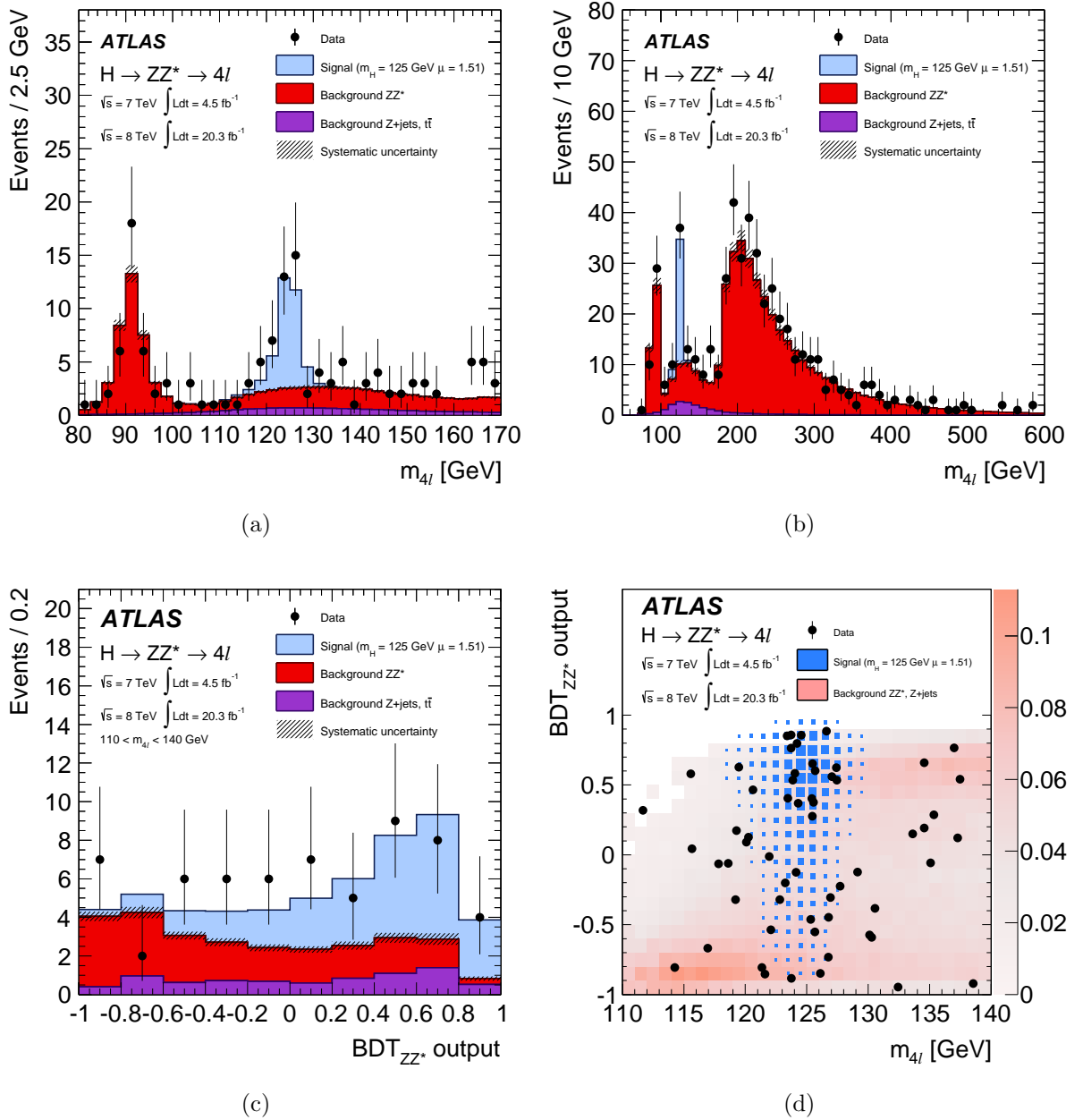


Figure 5.35 – Distribution de la masse invariante des 4 leptons $m_{4\ell}$ dans la région de masse $80 < m_{4\ell} < 170$ GeV (a), $80 < m_{4\ell} < 600$ GeV (b), distribution de la variable BDT_{ZZ^*} pour les événements sélectionnés dans la région de l'ajustement des données $110 < m_{4\ell} < 140$ GeV (c) et distribution dans le plan $(m_{4\ell}, \text{BDT}_{ZZ^*})$ (d). Ces distributions concernent les candidats sélectionnés dans les données combinées de 2011 et 2012 comparées aux bruits de fond et au signal attendu [92].

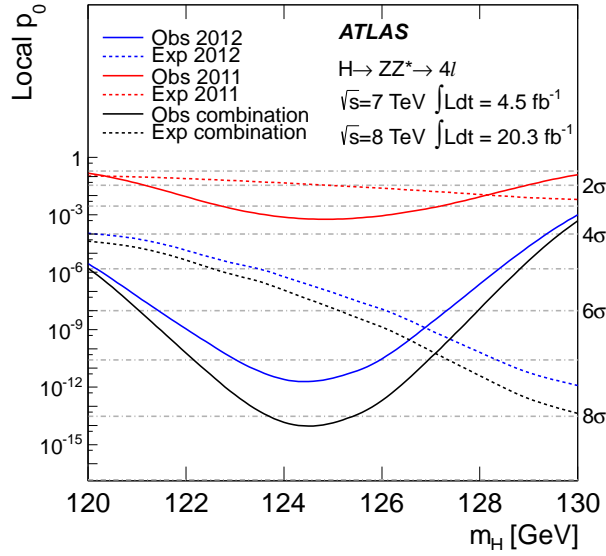


Figure 5.36 – p_0 valeur locale observée et attendue pour les données de 2011 et 2012 séparément et combinées. [92].

5.10 Mesures des propriétés du boson de Higgs

Dans cette section, les dernières mesures des propriétés du boson de Higgs en exploitant les autres canaux de désintégration sont présentées ainsi que celles de l'expérience CMS.

5.10.1 Masse du boson de Higgs

La valeur de la masse du boson de Higgs mesurée dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est de $m_H = 125.98 \pm 0.42(\text{stat}) \pm 0.28(\text{syst})$ GeV. L'incertitude systématique dominante sur cette mesure provient de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des photons qui est comprise entre 0.17 et 0.57% selon les caractéristiques des photons reconstruits. Ce résultat est compatible avec celui du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ à 2σ près. Un ajustement combiné de la masse invariante dans les états finaux $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ est effectué sur l'ensemble des données de 2011 et 2012. La mesure de la masse du boson de Higgs combinée est $m_H = 125.36 \pm 0.37(\text{stat}) \pm 0.18(\text{syst})$ GeV [81]. Ce dernier résultat peut être comparé à la mesure précédente basée sur les mêmes canaux sur le même échantillon de données de $m_H = 125.5 \pm 0.2(\text{stat})^{+0.5}_{-0.6}(\text{syst})$ GeV [111]. L'augmentation de l'incertitude statistique provient du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ où la force du signal a diminué dans la dernière analyse. On remarque aussi une diminution de l'incertitude systématique grâce à l'amélioration de la calibration de l'énergie des photons et des électrons et la diminution de l'incertitude sur l'échelle d'impulsion des muons.

Dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ de l'expérience CMS la masse mesurée du boson de Higgs est $m_H = 125.6 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})$ GeV [118]. La mesure combinée avec le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est de $m_H = 125.03^{+0.26}_{-0.27}(\text{stat})^{+0.13}_{-0.15}(\text{syst})$ GeV [119]. Ces résultats sont compatibles pour les deux canaux exploités et entre les deux expériences.

5.10.2 Largeur de la résonance

Pour un boson de Higgs de masse 125 GeV, la largeur intrinsèque de la résonance $\Gamma_H \sim 4$ MeV est totalement dominée par la résolution du détecteur ATLAS qui est de l'ordre du \sim GeV. Il est cependant possible d'obtenir une limite supérieure sur la largeur naturelle du boson de Higgs Γ_H à partir de l'ajustement des données dans la région de masse du signal. Dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ elle est mesurée à $\Gamma_H < 2.6$ GeV à 95% de niveau de confiance (CL). La limite attendue pour un boson de Higgs du Modèle Standard ($\mu = 1$) est $\Gamma_H < 6.2$ GeV à 95% CL et pour la force de signal observée dans cette analyse est $\Gamma_H < 3.5$ GeV à 95% CL [81]. La mesure directe obtenue à partir du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ donne $\Gamma_H < 5.0$ GeV à 95% CL. Pour l'expérience CMS les limites mesurées sont comparables et sont $\Gamma_H < 3.7$ GeV à 95% CL dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ [118] et $\Gamma_H < 4.9$ GeV dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ [120].

Il est possible de mettre des limites sur Γ_H de manière indirecte [121] en utilisant les canaux $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2\ell 2\nu$. Le rapport entre le nombre d'événements du signal mesuré hors de sa couche de masse et le nombre d'événements signal mesuré dans sa couche de masse est directement proportionnel à Γ_H . La limite supérieure observée est comprise dans la fenêtre $4.8 < \Gamma_H/\Gamma_H^{SM} < 7.7$ et celle attendue est $7 < \Gamma_H/\Gamma_H^{SM} < 12$ à 95% CL sachant que $\Gamma_H^{SM} \sim 4.2$ MeV à $m_H = 125$ GeV. Cette mesure est aussi effectuée dans l'expérience CMS avec une limite supérieure de 22 MeV à 95% CL [122].

5.10.3 Spin et parité

Les mesures du spin et de la parité J^p dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ sont basées sur les données 2011 et 2012 dont les détails se trouvent dans les références [123] [124]. Afin de tester les différentes hypothèses $0^-, 1^\pm, 2^\pm$, les événements vérifiant $115 < m_{4\ell} < 150$ GeV sont sélectionnés. Les variables sensibles au spin sont les cinq angles de production et de désintégration $\theta^*, \theta_1, \theta_2, \Phi, \Phi_1$ que l'on peut voir dans le schéma de la figure 5.37 ainsi que les variables cinématiques m_{12} et m_{34} .

Les 7 variables sont utilisées afin d'entraîner un *Boosted Decision Trees* (BDT) ou de construire une variable basée sur une méthode de vraisemblance (MELA), qui utilise l'élément de matrice, permettant de discriminer les différentes hypothèses. On peut voir dans la figure 5.38 les distributions de la variable MELA pour les hypothèses $(0^+, 0^-), (0^+, 2^+)$ et BDT pour l'hypothèse $(0^+, 1^+)$ ainsi que leur test statistique correspondant.

Pour chacune des variables montrées dans la figure 5.38, on remarque que le test statistique mesuré dans les données (trait vertical noir) est compatible avec la distribution de ce même test statistique mesuré dans la simulation Monte Carlo dans l'hypothèse d'un boson de Higgs $J^p = 0^+$. Ainsi, le spin et la parité du boson découvert sont compatibles avec ceux du boson de Higgs du Modèle Standard $J^p = 0^+$. Ces résultats sont confirmés dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow WW$ ainsi que par l'expérience CMS dans ces mêmes canaux.

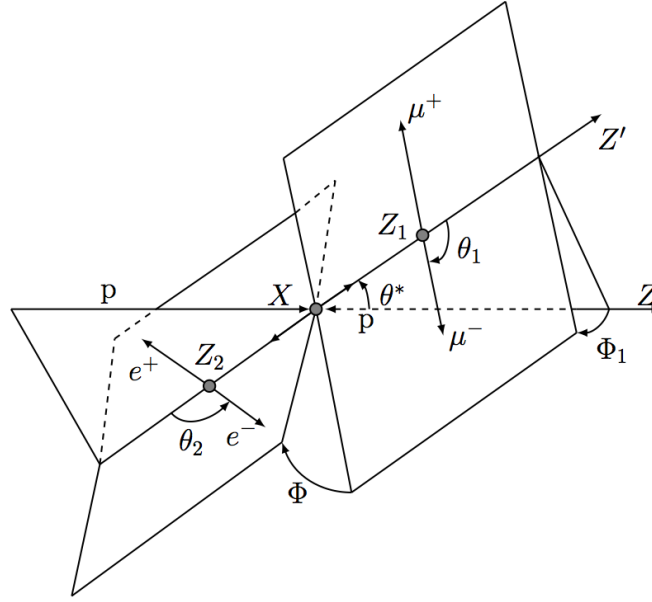


Figure 5.37 – Définition des angles de production et de désintégration du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ [124].

5.10.4 Couplages

L'étude du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ permet une mesure directe du couplage du boson de Higgs au boson vecteurs et aux fermions. L'analyse est optimisée dans le but de distinguer les différents modes de production du boson de Higgs qui sont classifiés en deux groupes. Le premier regroupe les modes de production par fusion de gluons (ggF), associé à deux quarks b ($b\bar{b}H$) et associé à deux quark top ($t\bar{t}H$) qui permettent d'étudier le couplage du boson de Higgs aux fermions. Le second groupe formé des modes de productions par fusion de bosons vecteurs (VBF) et associé à un boson vecteur (VH), permet l'étude du couplage du boson de Higgs aux bosons vecteur.

En premier lieu, la prédiction du Modèle Standard est testée en mesurant la force du signal μ définie comme le rapport de la section efficace mesurée par celle prédite par le Modèle Standard multipliée par B/B_{SM} , le rapport entre le rapport d'embranchement mesuré et celui prédit par le Modèle Standard. La valeur $\mu \times B/B_{SM}$ mesurée correspond à la valeur qui minimise le test statistique $-2\ln\Lambda$, en considérant les données catégorisées dans les modes de productions fermioniques et bosoniques séparément. Dans la figure 5.39(a), se trouvent les meilleures valeurs de $\mu_{ggF+b\bar{b}H+t\bar{t}H} \times B/B_{SM}$ et $\mu_{VBF+VH} \times B/B_{SM}$ après l'ajustement des données.

Les résultats sont :

$$\mu_{ggF+b\bar{b}H+t\bar{t}H} \times B/B_{SM} = 1.7^{+0.5}_{-0.4},$$

$$\mu_{VBF+VH} \times B/B_{SM} = 0.3^{+1.6}_{-0.9}.$$

Ils sont compatibles avec la prédiction du Modèle Standard avec une déviation inférieure à deux σ .

Afin d'être uniquement sensible à des déviations liées au mode de production du boson de Higgs, on s'affranchit des rapports d'embranchement en utilisant le rapport de $\mu_{VBF+VH} \times B/B_{SM}$ par $\mu_{ggF+b\bar{b}H+t\bar{t}H} \times B/B_{SM}$. Dans la figure 5.39(b), se trouve le résultat du test statistique pour les différentes valeurs parcourues.

La valeur $\mu_{VBF+VH}/\mu_{ggF+b\bar{b}H+t\bar{t}H} = 0.2^{+1.2}_{-0.5}$ est celle qui minimise le test statistique et est en accord avec la prédiction du Modèle Standard.

Une autre mesure permettant de tester le Modèle Standard consiste à comparer les couplages du boson de Higgs mesurés avec les valeurs prédites. L'approche utilisée pour cette mesure assume les hypothèses proposées par le *LHC Cross Section Working Group* [125] :

- La masse du boson de Higgs est celle issue de la combinaison des canaux $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$, $m_H = 125.36$.
- La largeur du boson de Higgs est étroite et la mesure est dominée par la résolution du détecteur.
- Le boson de Higgs est un boson scalaire.

Le nombre d'événements de signal produits dans le mode $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ^*$ mesurés peut s'écrire :

$$\sigma \times BR \Big|_{\text{mesuré}} \propto \frac{\Gamma_g \cdot \Gamma_Z}{\Gamma_H} \Big|_{\text{mesuré}} \quad (5.14)$$

D'autre part, les couplages κ_g , κ_Z et κ_H sont définis comme : $\kappa_i^2 = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_i^{(SM)}}$ avec $i = g, Z, H$.

Alors :

$$\sigma \times BR \Big|_{\text{mesuré}} \propto \frac{\kappa_g^2 \cdot \kappa_Z^2}{\kappa_H^2} \times \sigma \times BR \Big|_{\text{SM}} \quad (5.15)$$

La simplification utilisée regroupe les couplages fermioniques κ_F et bosoniques κ_V séparément. De plus, on n'assume aucune contribution supplémentaire de particules au delà du Modèle Standard dans la largeur totale du boson de Higgs ni dans les boucles. L'ajustement des données est cette fois-ci effectué avec paramètres libres κ_F et κ_V et le contour de vraisemblance dans le plan $(\kappa_V - \kappa_F)$ est présenté dans la figure 5.40. Ce résultat est en accord avec l'hypothèse d'un boson de Higgs du Modèle Standard. De plus, le paramètre $\lambda_{FV} = \kappa_F/\kappa_V$ est aussi testé et la valeur 0 est exclue à quatre σ de niveau de confiance [92].

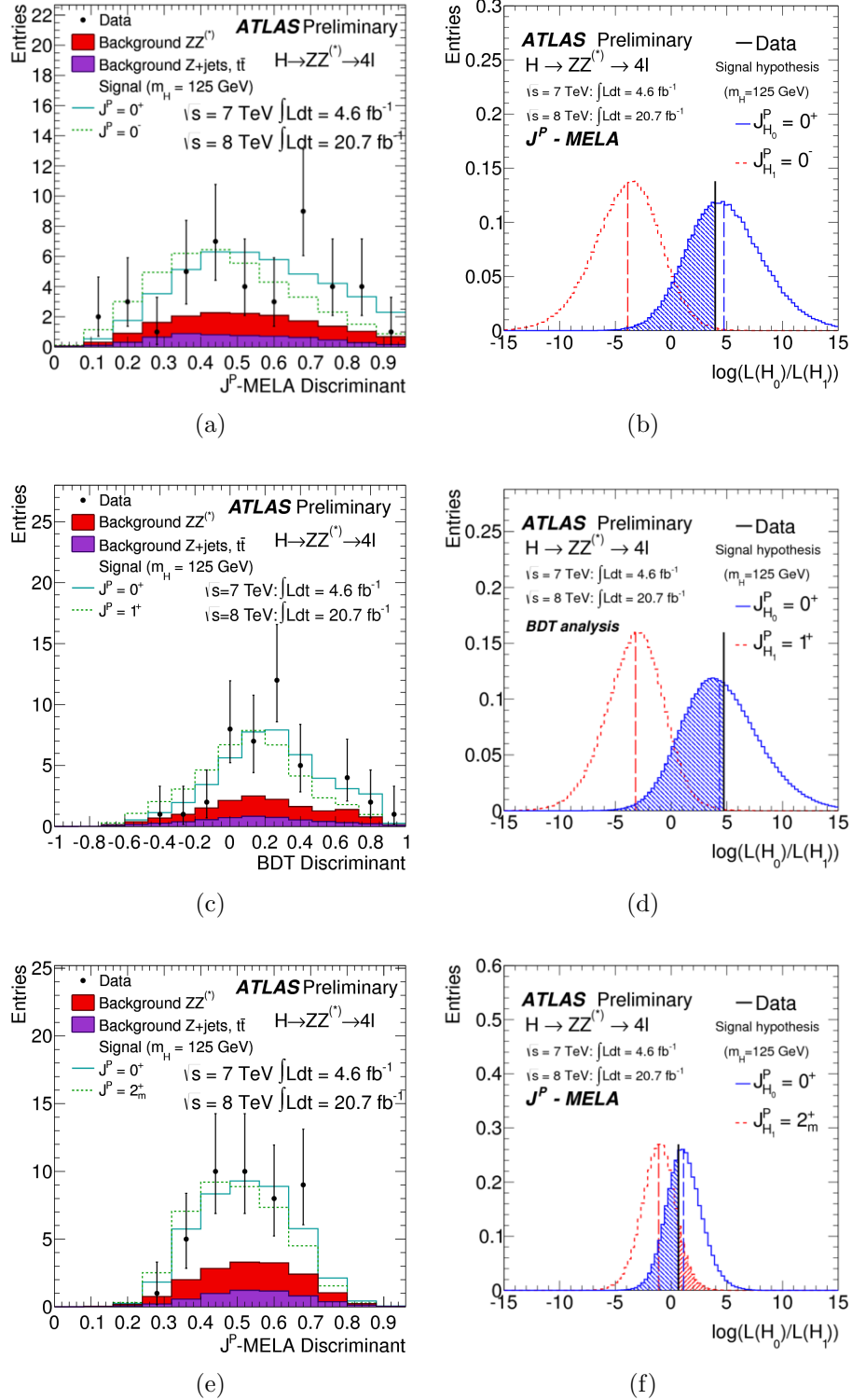


Figure 5.38 – Distributions de MELA pour les hypothèses de spin et parité $(0^+, 0^-)$, $(0^+, 2^+$ et BDT pour les hypothèses de spin et parité $(0^+, 1^+)$ ainsi que leur test statistique correspondant sur l'ensemble des données enregistrées en 2011 et 2012 [124].

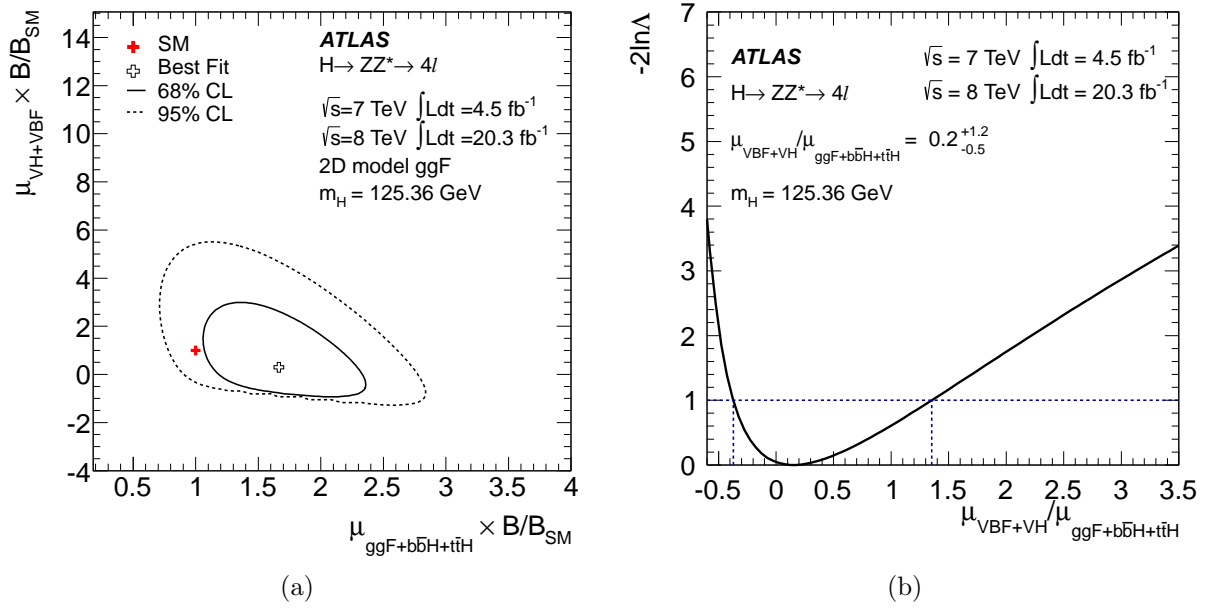


Figure 5.39 – (a) Meilleures valeurs de $\mu_{\text{ggF}+\text{bbH}+\text{t}\bar{\text{t}}\text{H}} \times B/B_{\text{SM}}$ et $\mu_{\text{VBF}+\text{VH}} \times B/B_{\text{SM}}$ mesurées dans les données (croix vide) et prédites par le Modèle Standard (croix pleine). Le trait plein (pointillé) indique l'incertitude de la mesure à 68% (95%) de niveau de confiance. (b) Résultat du scan du test statistique associé à $\mu_{\text{VBF}+\text{VH}}/\mu_{\text{ggF}+\text{bbH}+\text{t}\bar{\text{t}}\text{H}}$. [92]

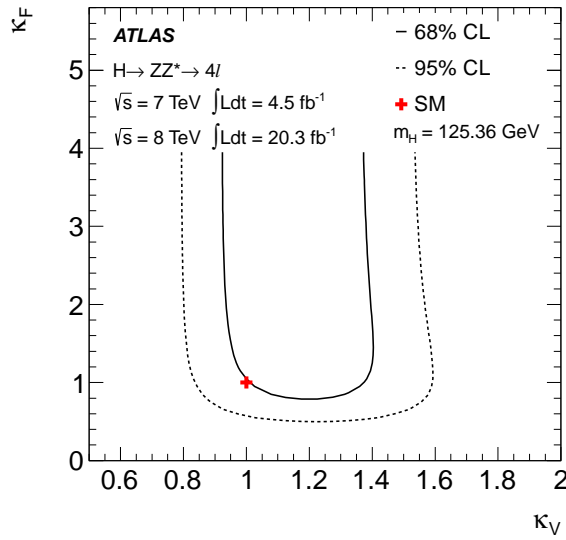


Figure 5.40 – Contour de vraisemblance dans le plan $(\kappa_V - \kappa_F)$ [92].

Conclusion

En 2012, après un an et demi de fonctionnement du LHC et des détecteurs ATLAS et CMS, la première particule scalaire a été découverte dans la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard [8] [9]. Depuis, la quantité de données analysées par la collaboration ATLAS a doublé et correspond à une luminosité intégrée de 4.5 fb^{-1} (20.3 fb^{-1}) collectée en 2011 (2012) avec une énergie au centre de masse de 7 TeV (8 TeV). Ce succès n'aurait pas été possible sans les excellentes performances du LHC et du détecteur ATLAS qui, comme on a pu le voir dans le chapitre 2, ont atteint celles visées lors de sa conception, en termes de résolution spatiale et résolution en énergie.

Parmi les données délivrées par le LHC et collectées par le détecteur ATLAS en 2011 (2012), 89.9% (95.5%) sont de bonnes qualités et ont donc été utilisées pour l'analyse de physique. Parmi les inefficacités affectant la prise de données, moins de 1% sont attribuées aux calorimètres à argon liquide pour l'année 2012 comparées à 3.9% en 2011. Les améliorations des procédures de détection et de traitement des problèmes liés à ce système ont été décrites dans le chapitre 3. Au cours de ma thèse, j'ai participé à l'augmentation du taux de données de bonne qualité disponibles. Pour cela, j'ai étudié les données enregistrées à la suite du claquage d'une ligne haute tension des calorimètres à argon liquide, où des variations de plusieurs centaines de volts ont lieu. Ceci a permis de démontrer qu'aucun effet lié à ces conditions de la haute tension n'affecte la reconstruction des objets comme les électrons, les jets ou les photons après l'application des critères d'identification. De plus, la distribution de l'énergie transverse manquante, étant une variable sensible aux bruits instrumentaux, n'a montré aucune déviation par rapport aux distributions de référence [70]. Ces études ont permis d'appuyer la décision de rendre disponible les données enregistrées dans ces conditions, pour l'analyse de physique, représentant environ 2% des données de 2011 et 2012. D'autre part, ces études ont confirmé l'impact irréversible sur la reconstruction des objets et sur la distribution de l'énergie transverse manquante des événements enregistrés dans l'intervalle de temps d'un claquage. Ces événements ne sont pas utilisables mais ne représentent que 0.96%(0.46%) des données de 2011(2012). En vue de la prochaine prise de données, qui débutera courant 2015, avec une luminosité instantanée attendue de $\sim 10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, le système haute tension des calorimètres électromagnétiques a été renforcé avec l'installation d'une nouvelle génération de modules dans les bouchons, qui sont les régions les plus affectées par les claquages. L'installation de ces modules évitant la variation brusque de la haute tension lors d'un claquage a commencé courant 2011. Ceci m'a permis de valider les données

prises lors d'un claquage se produisant sur des lignes haute tension alimentées par ces modules et donc leur utilité.

En 2012, un nouvel algorithme de reconstruction des électrons a été introduit, permettant de récupérer les électrons émettant des photons de Bremsstrahlung difficiles à reconstruire. J'ai participé à la mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons dans les premières données de 2012 qui est nécessaire pour corriger la simulation Monte Carlo et qui constitue une information essentielle dans l'analyse $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$. Dans le chapitre 4 sont présentées les efficacités mesurées dans les données et dans la simulation. Celles-ci sont comprises entre 97% et 99% et montrent une meilleure stabilité en fonction de la pseudo-rapacité des électrons et un gain en efficacité allant jusqu'à 7% par rapport aux efficacités précédentes, pour les électrons de basse énergie transverse ([15-20] GeV). Grâce à l'introduction des nouveaux algorithmes de reconstruction des électrons, la signifiante (S/B) du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ est passé de 0.7 à 1.4. Sur l'ensemble des données de 2011 et de 2012, la méthode de mesure des efficacités a été améliorée avec une meilleure estimation du bruit de fond dans les données. Ceci a permis de réduire les erreurs systématiques de moitié pour les électrons de basse énergie [76]. Cette méthode sera un point de départ utilisé pour les mesures d'efficacités qui auront lieu sur les premières données de 2015.

Ma contribution dans l'analyse du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$, présentée dans le chapitre 5, est survenue dans une période où la priorité portait sur l'amélioration de la sensibilité de la sélection de l'analyse et la réduction des incertitudes systématiques affectant l'extraction du signal ainsi que la mesure des propriétés du boson de Higgs. Pour cela, des efforts ont été particulièrement investis sur les canaux contenant des électrons, avec l'introduction d'un nouveau critère d'identification des électrons. Cette nouvelle identification a permis de réduire de moitié la contamination du bruit de fond issu de la mauvaise identification de jets comme des électrons, et a permis d'augmenter la signifiante (S/B) du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ de 1.4 à 1.7. La contribution du bruit de fond réductible qui émerge dans la région du pic de résonance du boson de Higgs rend son contrôle d'autant plus critique. Pour cela, de nouvelles techniques d'estimation du bruit de fond réductible ont été étudiées et mes travaux de thèse se sont concentrés sur l'estimation du bruit de fond réductible dans les canaux $4e$ et $2\mu 2e$. La méthode que j'ai développée, entièrement basée sur les données, a permis de valider l'estimation utilisant la méthode de référence pour cette analyse, qui a révélé une meilleure incertitude systématique. De plus, cette méthode a permis d'extraire la forme du bruit de fond réductible pour les distributions des deux variables $m_{4\ell}$ et BDT_{ZZ^*} sur lesquelles l'ajustement des données est effectué. Ceci a permis de dresser une estimation de l'incertitude systématique de la forme du bruit de fond extraite par la méthode de référence. L'ensemble des améliorations apportées à cette analyse a permis la découverte du boson de Higgs en utilisant seulement ce canal de désintégration, sur les données 2011 et 2012. La signifiante statistique de l'excès observé dans les données par rapport au bruit de fond attendu est de 8.1σ [92].

La masse du boson de Higgs a été mesurée en combinant les résultats du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ de ATLAS, et vaut $m_H = 125.36 \pm 0.41$ GeV [81]. Ce résultat est compatible avec la mesure de l'expérience CMS de $m_H = 125.03 \pm 0.30$ GeV [119] utilisant les mêmes canaux de désintégration. Avec les données collectées dans cette première prise de données du LHC par les détecteurs ATLAS et CMS, les mesures des propriétés telles que

le spin, la parité [123] et les couplages du boson de Higgs aux fermions et aux bosons n'ont montré aucune déviation par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Les mesures ont notamment conduit à la mise en évidence du couplage de cette nouvelle particule aux fermions à travers sa désintégration en paires de leptons taus [126] qui démontre la non universalité des couplages du boson de Higgs puisque sa désintégration en paires de muons n'a toujours pas été observée. Les prochaines années de prise de données du LHC, qui s'étendent entre les années 2015 et au delà de 2020, permettant de collecter environ 3000 fb^{-1} de données, rendront possible l'étude approfondie de la brisure spontanée de symétrie électrofaible et peut être de mettre en évidence des déviations par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

Annexes

Annexe A

Coordonnées géométriques et nomenclature du détecteur ATLAS

Le système de coordonnées et la nomenclature utilisée pour décrire le détecteur ATLAS et les particules issues de la collision proton-proton sont décrits dans cet annexe [6]. Le point d'interaction nominal correspond à l'origine du système de coordonnées avec l'axe z suivant la direction du faisceau et le plan transverse au faisceau $x - y$. L'axe x pointe dans la direction du centre de l'anneau du LHC et l'axe y pointe en direction de la surface terrestre. Le côté A du détecteur ATLAS est défini du côté des z positifs alors que le côté C est défini du côté des z négatifs. Le système de coordonnées cartésien peut être transformé en coordonnées sphériques avec r la distance à l'origine du système de coordonnées, l'angle azimutal ϕ mesuré autour de l'axe z et l'angle polaire θ l'angle mesuré à partir de l'axe z du faisceau. La rapidité y d'une particule est définie comme :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{(E + p_z)}{(E - p_z)}$$

Pour une particule d'impulsion \vec{p} , θ correspond à l'angle entre \vec{p} et l'axe z . Dans l'approximation relativiste $\beta = v/c \rightarrow 1$, la rapidité converge vers la pseudo-rapacité η avec

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) = \frac{1}{2} \ln \frac{(p + p_z)}{(p - p_z)}$$

Dans la figure A.1 se trouve un schéma du système de coordonnées.

L'impulsion transverse p_T ainsi que l'énergie transverse E_T sont définies dans le plan $x - y$ comme suivant :

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad E_T = E \cdot \sin(\theta)$$

La distance ΔR dans l'espace $\eta \times \phi$, entre deux particules 1 et 2 est définie comme :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta \eta_{1,2}^2 + \Delta \phi_{1,2}^2}$$

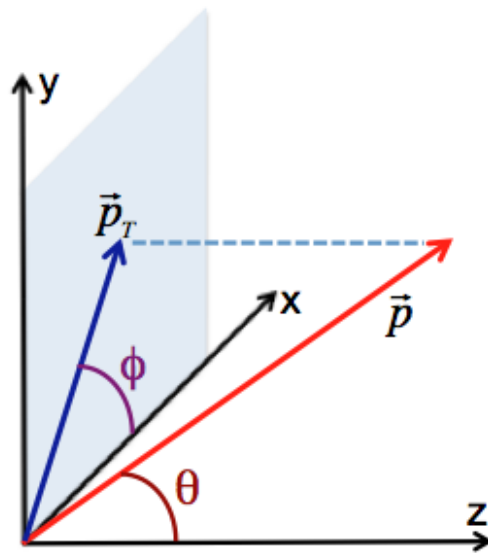


Figure A.1 – *Système de coordonnées du détecteur ATLAS.*

Annexe B

Représentation d'événement

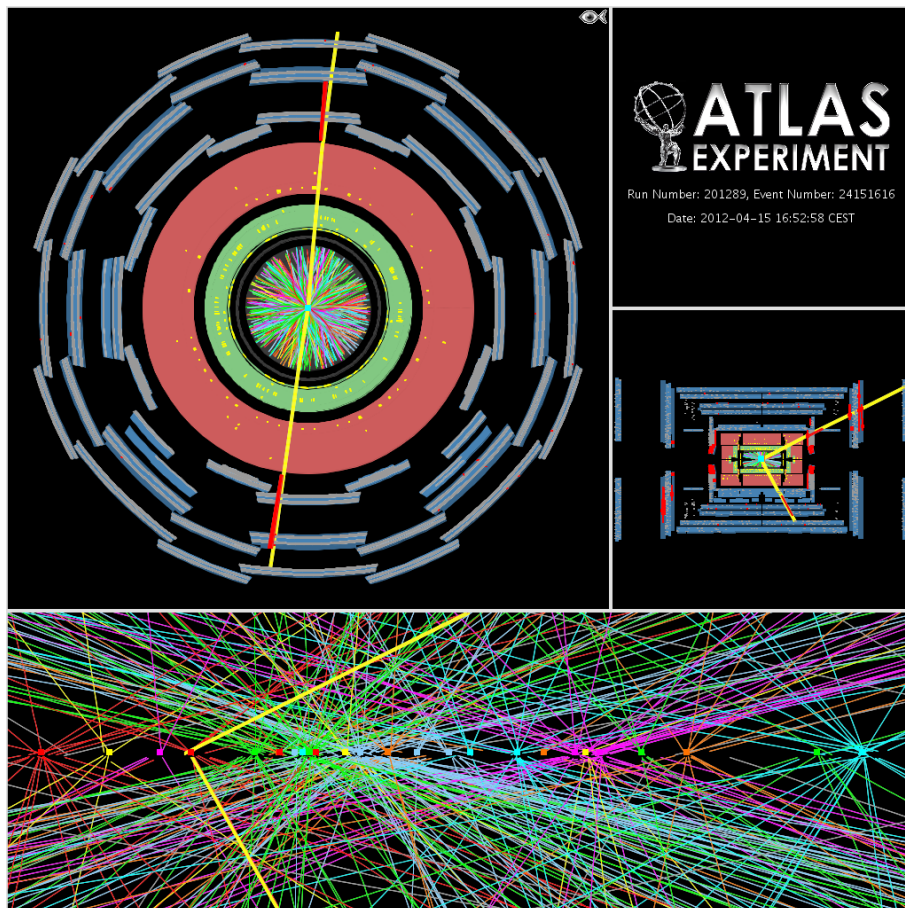


Figure B.1 – *Représentation d'un événement enregistré le 25 Avril 2012 contenant un candidat boson $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ avec 25 vertex reconstruits [127].*

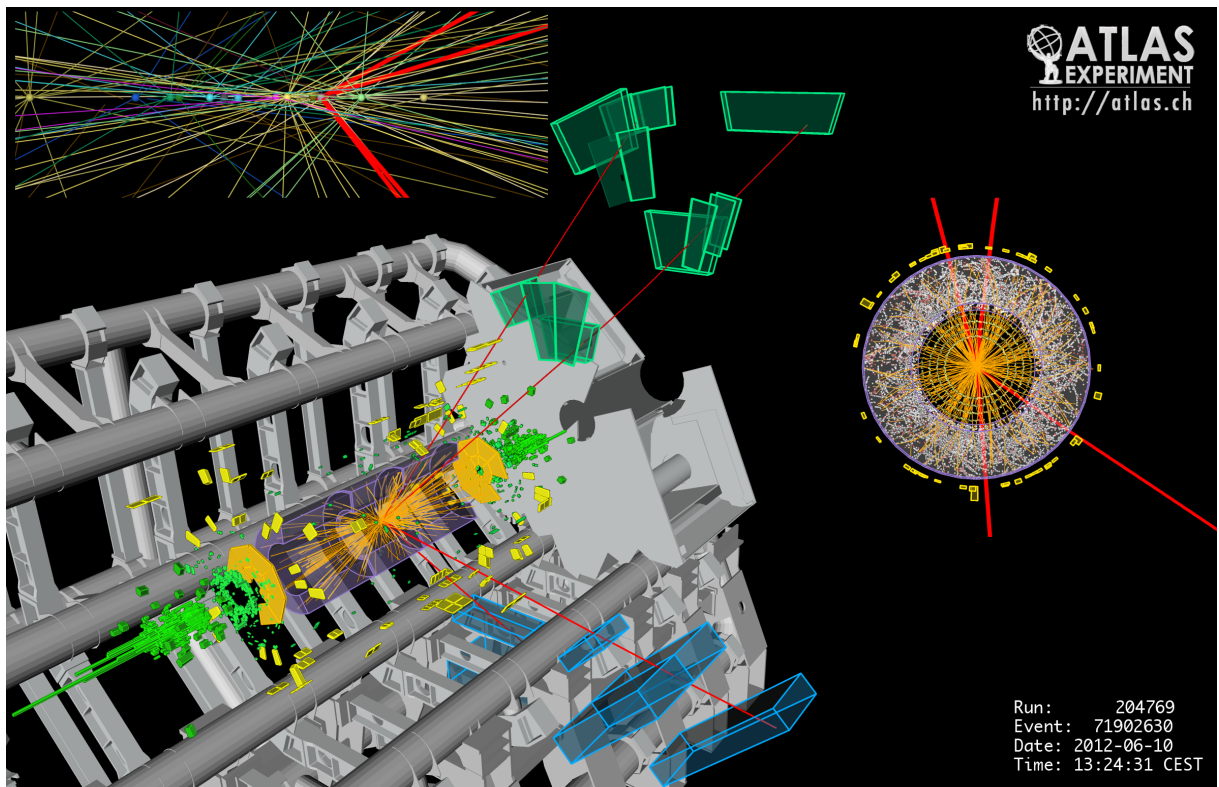


Figure B.2 – Représentation d'un candidat boson de Higgs de masse reconstruite de 125.1 GeV, se désintégrant en 4 muons. La masse reconstruite des candidats bosons Z sont 86.3 GeV et 31.6 GeV. Cet événement a été enregistré le 10 Juin 2012 à 13 :24 :31 CEST avec le détecteur ATLAS [128].

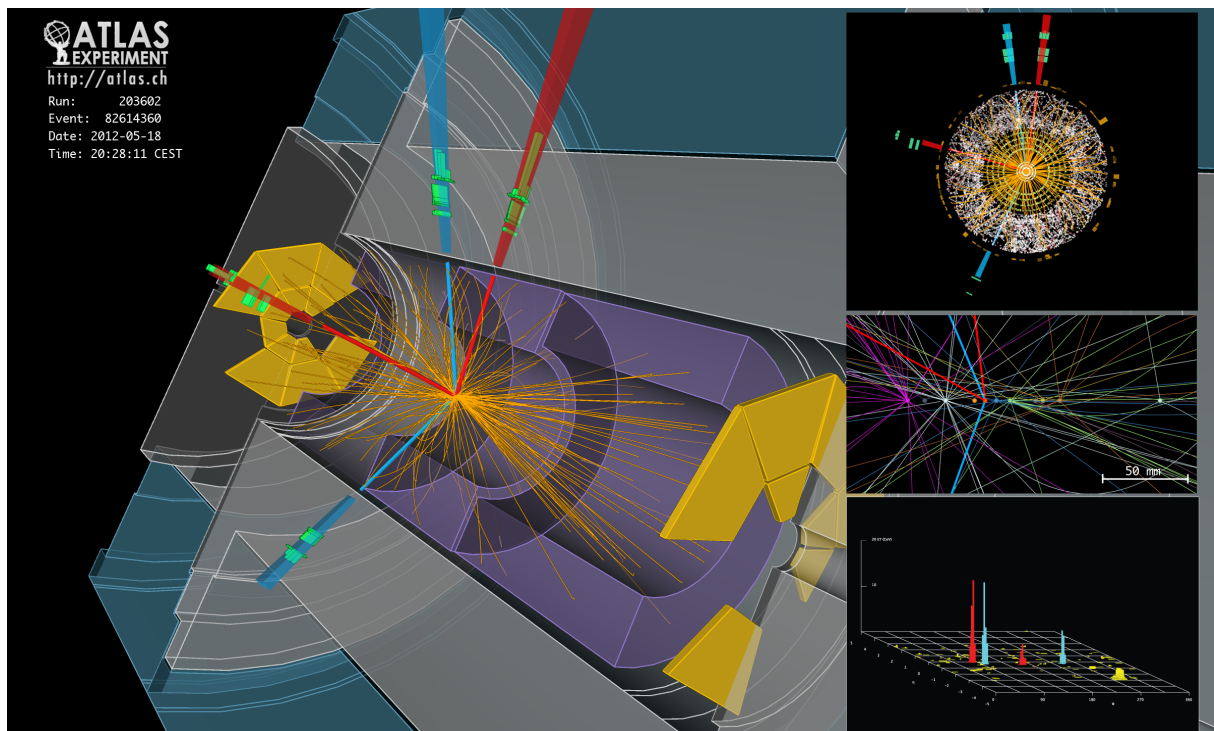


Figure B.3 — Représentation d'un candidat boson de Higgs de masse reconstruite de 124.6 GeV, se désintégrant en 4 électrons. Les paires d'électrons formant les candidats boson Z, dont les masses reconstruite sont 70.6 GeV et 44.7 GeV, sont colorées en rouge et bleu. Cet événement a été enregistré le 18 Mai 2012 à 20 :28 :11 CEST avec le détecteur ATLAS [129].

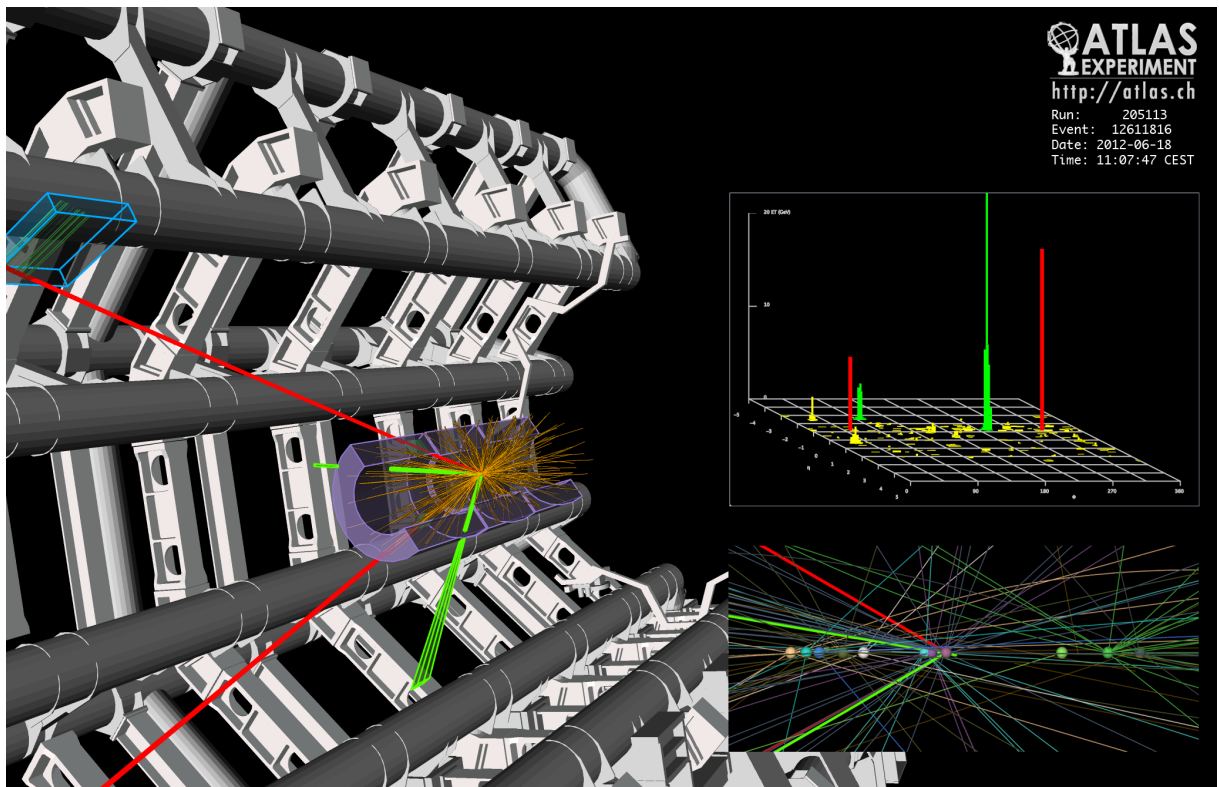


Figure B.4 — Représentation d'un candidat boson de Higgs de masse reconstruite de 123.9 GeV, se désintégrant en paires d'électrons (vert) et de muons (rouge). Les candidats boson Z ont des masses reconstruite de 97.9 GeV et 19.6 GeV. Cet événement a été enregistré le 18 Juin 2012 à 11 :07 :47 CEST avec le détecteur ATLAS [130].

Annexe C

Outils statistiques

C.1 Test statistique

Afin de vérifier la compatibilité des données observées avec les hypothèses bruit de fond H_0 ou somme de bruit de fond et signal H_1 , on définit le test statistique q_μ à partir du rapport des profils de vraisemblance :

$$\lambda(\mu) = \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\vec{\theta}}_\mu)}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\vec{\theta}})} \quad (\text{C.1})$$

avec $\hat{\mu}$ et $\hat{\vec{\theta}}$ les valeurs maximisant $\mathcal{L}(\mu, \vec{\theta})$, μ étant la force du signal testée et $\hat{\vec{\theta}}_\mu$ la valeur de $\vec{\theta}$ qui maximise \mathcal{L} pour chaque valeur μ . De plus la contrainte suivante est imposée :

$$0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \quad (\text{C.2})$$

permettant de s'assurer du sens physique du résultat. Ainsi le taux de signal est toujours positif et cette dernière équation assure le fait que l'on ne peut que exclure un signal de force inférieure à la valeur qui maximise \mathcal{L} . Le test statistique q_μ est alors défini comme :

$$q_\mu = -2 \ln \lambda(\mu) = \begin{cases} -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\vec{\theta}}_\mu)}{\mathcal{L}(0, \hat{\vec{\theta}}_0)} & \text{if } \hat{\mu} < 0 \\ -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\vec{\theta}}_\mu)}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\vec{\theta}})} & \text{if } 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \text{if } \hat{\mu} > \mu \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

Par construction, q_μ est toujours positif. Il quantifie l'incompatibilité entre les données et l'hypothèse $(\mu s + b)$, s et b étant le taux de signal et de bruit de fond respectivement. Plus il est grand, moins les données sont compatibles avec cette hypothèse de μ .

C.2 Limites d'exclusion

Afin d'établir des niveaux de confiance sur μ , la fonction densité de probabilité $f(q_{\mu|\mu'} s+b)$ est définie en fonction de μ' . Elle est calculée pour les deux hypothèses H_0 et H_1 en utilisant la distribution du test statistique q_{μ}^{toy} obtenue à partir d'un ensemble de pseudo-données générés pour chacune des hypothèses. Les p-value sont définies comme les probabilités d'observer des données avec une incompatibilité égale ou plus grande avec une certaine hypothèse :

$$\begin{aligned} p_{\mu} &= \int_{q_{\mu}^{obs}}^{\infty} f(q_{\mu}|\mu) dq_{\mu} \\ 1 - p_b &= \int_{q_{\mu}^{obs}}^{\infty} f(q_{\mu}|0) dq_{\mu} \end{aligned} \quad (C.4)$$

Afin de mettre des limites sur la section efficace, on peut utiliser la méthode fréquentiste CL_{s+b} où le niveau de confiance est défini comme $CL_{s+b} = 1 - p_{\mu}$. Si $CL_{s+b} > 0.95$, la section efficace pour la valeur de μ est exclue à 95% de niveau de confiance (C.L.). Dans le cas où le taux de signal est très petit par rapport au bruit de fond CL_{s+b} peut devenir très faible dû à des fluctuations négatives du bruit de fond, qui auraient pour conséquence d'exclure des valeurs de μ à 95% C.L. ne provenant pas de l'absence d'un signal. La méthode CL_s alternative est utilisée définie comme :

$$CL_s = \frac{p_{\mu}}{1 - p_b} = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \quad (C.5)$$

Cette méthode est plus conservative et plus robuste aux fluctuations statistiques du bruit de fond que la méthode CL_{s+b} . Comme $CL_b = 1 - p_b < 1$, la méthode rejette moins d'hypothèses de μ ($CL_s < CL_{s+b}$). La force du signal μ est exclue à un niveau de confiance $1 - \alpha$, si CL_s est égal à α . La limite supérieure sur μ_{exp}^{95} à 95% de C.L. est obtenue en ajustant μ jusqu'à obtenir $CL_s = 0.05$, ainsi que les intervalles où μ_{obs}^{95} est attendu avec une probabilité de 68% (1σ) et 95% (2σ).

C.3 Significane de découverte

L'observation peut être incompatible avec l'hypothèse bruit de fond uniquement (H_0) due à un excès dans les données. Afin d'établir une découverte cette hypothèse doit être rejetée. Le test statistique utilisé afin de mesurer la déviation sous l'hypothèse H_0 est q_0 :

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \frac{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}_0)}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & \text{if } \hat{\mu} \geq 0 \\ 0 & \text{if } \hat{\mu} < 0 \end{cases} \quad (C.6)$$

Plus la valeur de q_0 est grande plus la déviation par rapport à H_0 est grande. Afin de quantifier cette déviation on introduit la p_0 -value définie comme :

$$p_0 = \int_{q_0^{obs}}^{\infty} f(q_0|\mu = 0) dq_0 \quad (C.7)$$

où q_0^{obs} est la valeur observée de q_0 dans les données et $f(q_0|\mu = 0)$ la *pdf* de q_0 pour l'hypothèse H_0 . p_0 est la probabilité que l'observation est provoquée par une fluctuation du bruit de fond. Dans la physique de hautes énergies, la signification Z d'un excès d'événements correspond à la borne inférieure de l'intégrale de la queue d'une distribution gaussienne de moyenne 0 et d'écart-type 1 :

$$p_0 = \int_S^\infty \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx \quad (\text{C.8})$$

Par convention, on parle d'une évidence quand $S > 3\sigma$ et d'une découverte lorsque $S > 5\sigma$. La relation entre p_0 et quelques valeurs de signification typiques se trouvent dans le tableau C.1.

Significance (Z)	p-value (p_0)
1σ	$1.586 \cdot 10^{-1}$
2σ	$2.228 \cdot 10^{-2}$
3σ	$1.350 \cdot 10^{-3}$
4σ	$3.167 \cdot 10^{-5}$
5σ	$2.867 \cdot 10^{-7}$
6σ	$9.866 \cdot 10^{-10}$
7σ	$1.280 \cdot 10^{-12}$

Table C.1 – *Relation entre p_0 et la signification.*

Bibliographie

- [1] P. W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 13, pp. 508–509, 1964.
- [2] F. Englert and R. Brout, “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 13, pp. 321–323, 1964.
- [3] *LEP design report*. Geneva : CERN, 1984. Copies shelved as reports in LEP, PS and SPS libraries.
- [4] S. Holmes, R. S. Moore, and V. Shiltsev, “Overview of the Tevatron Collider Complex : Goals, Operations and Performance,” *JINST*, vol. 6, p. T08001, 2011.
- [5] L. Evans and P. Bryant, “LHC Machine,” *JINST*, vol. 3, p. S08001, 2008.
- [6] ATLAS Collaboration, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” *JINST*, vol. 3, p. S08003, 2008.
- [7] CMS Collaboration, “The CMS experiment at the CERN LHC,” *JINST*, vol. 3, p. S08004, 2008.
- [8] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 1–29, 2012.
- [9] CMS Collaboration, S. Chatrchyan, *et al.*, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 30–61, 2012.
- [10] OCDE, *Physique des particules*, (Paris), OCDE, 1995. Résultats de la réunion d’experts à Villigen (Suisse) du 16 au 18 mai 1994.
- [11] D. Griffiths, *Introduction to elementary particles*. Physics textbook, Wiley, 1987.
- [12] M. Talby, “Physique des particules, chapitre 7.” Cours de Master 2 P3TMA, Aix-Marseille Université, 2010-2011.
- [13] P. A. Dirac, “Quantum theory of emission and absorption of radiation,” *Proc.Roy.Soc.Lond.*, vol. A114, p. 243, 1927.
- [14] http://en.wikipedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg.
- [15] R. Feynman, “The Theory of positrons,” *Phys.Rev.*, vol. 76, pp. 749–759, 1949.
- [16] F. Dyson, “The Radiation theories of Tomonaga, Schwinger, and Feynman,” *Phys.Rev.*, vol. 75, pp. 486–502, 1949.

-
- [17] C. N. Yang and R. L. Mills, “Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance,” *Phys. Rev.*, vol. 96, pp. 191–195, Oct 1954.
 - [18] S. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions,” *Nucl.Phys.*, vol. 22, pp. 579–588, 1961.
 - [19] A. Salam and J. C. Ward, “Electromagnetic and weak interactions,” *Phys.Lett.*, vol. 13, pp. 168–171, 1964.
 - [20] A. Salam and N. Svartholm, “Elementary particle theory,” *Almqvist and Wiksell, Stockholm*, p. 367, 1968.
 - [21] S. Weinberg, “A Model of Leptons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 19, pp. 1264–1266, 1967.
 - [22] F. Hasert *et al.*, “Observation of Neutrino Like Interactions without Muon or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment,” *Nucl.Phys.*, vol. B73, pp. 1–22, 1974.
 - [23] M. Banner *et al.*, “Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti-p p Collider,” *Phys.Lett.*, vol. B122, pp. 476–485, 1983.
 - [24] G. Arnison *et al.*, “Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $s^{*}(1/2) = 540\text{-GeV}$,” *Phys.Lett.*, vol. B122, pp. 103–116, 1983.
 - [25] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, “Global conservation laws and massless particles,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 585–587, Nov 1964.
 - [26] A. Djouadi, “The anatomy of electro-weak symmetry breaking. i : The higgs boson in the standard model,” *Phys.Rept.*, vol. 457, pp. 1–216, 2008.
 - [27] March 2012. <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
 - [28] M. Muether, “Combination of CDF and DO results on the mass of the top quark using up to 8.7 fb^{-1} at the Tevatron,” 2013.
 - [29] R. Barate *et al.*, “Search for the standard model Higgs boson at LEP,” *Phys.Lett.*, vol. B565, pp. 61–75, 2003.
 - [30] T. Aaltonen *et al.*, “Higgs Boson Studies at the Tevatron,” *Phys.Rev.*, vol. D88, no. 5, p. 052014, 2013.
 - [31] “Combination of Higgs Boson Searches with up to 4.9 fb^{-1} of pp Collisions Data Taken at a center-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS Experiment at the LHC,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-163, CERN, Geneva, Dec 2011.
 - [32] CMS Collaboration, S. Chatrchyan, *et al.*, “Combination of SM Higgs Searches,” Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-11-032, CERN, Geneva, 2011.
 - [33] S. Dittmaier *et al.*, “Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables,” 2011.
 - [34] E. Halkiadakis, “Proceedings for TASI 2009 Summer School on ‘Physics of the Large and the Small’ : Introduction to the LHC experiments,” 2010.
 - [35] “Procedure for the LHC Higgs boson search combination in summer 2011,” 2011.
 - [36] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, “Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics,” *Eur.Phys.J.*, vol. C71, p. 1554, 2011.

- [37] <https://indico.cern.ch/event/197461/>.
- [38] March 2014. Standard model production cross section measurements, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SM/index.html>.
- [39] T. S. Virdee, “Physics requirements for the design of the ATLAS and CMS experiments at the Large Hadron Collider,” *Phil. Trans. R. Soc. A*, vol. 370, pp. 876–891, 2012.
- [40] LHCb Collaboration, “The LHCb Detector at the LHC,” *JINST*, vol. 3, p. S08005, 2008.
- [41] TOTEM Collaboration, “The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider,” *JINST*, vol. 3, p. S08007, 2008.
- [42] ALICE Collaboration, “The ALICE experiment at the CERN LHC,” *JINST*, vol. 3, p. S08002, 2008.
- [43] <http://te-epc-lpc.web.cern.ch/te-epc-lpc/machines/lhc/general.stm>.
- [44] R. Alemany-Fernandez, E. Bravin, L. Drosdal, A. Gorzawski, V. Kain, M. Lamont, A. Macpherson, G. Papotti, M. Pojer, L. Ponce, S. Redaelli, G. Roy, M. Solfa-
roli Camillocci, W. Venturini, and J. Wenninger, “Operation and Configuration of the LHC in Run 1,” Nov 2013.
- [45] C. Carli, “Proceedings, Workshop on LHC performance,” 2012.
- [46] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to 4.9 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B710, pp. 49–66, 2012.
- [47] CMS Collaboration, S. Chatrchyan, *et al.*, “Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$,” *Phys.Lett.*, vol. B710, pp. 26–48, 2012.
- [48] March 2014. <http://lhc-statistics.web.cern.ch/LHC-Statistics/>.
- [49] <http://www.atlas.ch/photos/index.html>.
- [50] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TRTPublicResults>.
- [51] <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATAPREPARATION/PublicPlots/DQ/DQ-eff-table2012pp-AprilDecember2012.png>.
- [52] “Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-042, CERN, Geneva, Mar 2012.
- [53] S. Pagan Griso, K. Prokofiev, A. Andreazza, K. Grimm, E. Guido, F. Meloni, M. Rudolph, A. Salzburger, and A. Wildauer, “Vertex reconstruction plots : Collision performance plots for approval,” Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2012-561, CERN, Geneva, May 2012.
- [54] A. Salvucci, “Measurement of muon momentum resolution of the ATLAS detector,” *EPJ Web Conf.*, vol. 28, p. 12039, 2012.

-
- [55] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Drift Time Measurement in the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter using Cosmic Muons,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 70, pp. 755–785. 30 p, Jul 2010.
- [56] N. Nikiforou, “Performance of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter after three years of LHC operation and plans for a future upgrade,” 2013.
- [57] S. Arfaoui, L. Hervas, and E. Monnier, *The ATLAS liquid argon calorimeter high-voltage system : commissioning, optimisation, and LHC relative luminosity measurement*. PhD thesis, Marseille U., Luminy I U., Geneva, 2011. Presented 14 Oct 2011.
- [58] M. Aharrouche *et al.*, “Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A568, pp. 601–623, 2006.
- [59] E. Abat, J. Abdallah, T. Addy, P. Adragna, M. Aharrouche, *et al.*, “Combined performance studies for electrons at the 2004 ATLAS combined test-beam,” *JINST*, vol. 5, p. P11006, 2010.
- [60] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data,” *Eur.Phys.J.*, vol. C74, no. 10, p. 3071, 2014.
- [61] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ElectronGammaPublicCollisionResults>.
- [62] J. Beringer *et al.*, “Review of Particle Physics (RPP),” *Phys.Rev.*, vol. D86, p. 010001, 2012.
- [63] D. Jennens, “Tile Calorimeter 2011 E/p Public Plots,” Sep 2013.
- [64] <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasPublic/MuonPerformancePublicPlots/ATL-COM-PHYS-2011-1504.pdf>.
- [65] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsDAQ>.
- [66] O. Igonkina, “ATLAS Trigger Menu and Performance in Run I and Prospects for Run II,” Tech. Rep. ATL-DAQ-PROC-2013-042, CERN, Geneva, Nov 2013.
- [67] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TriggerOperationPublicResults/>.
- [68] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data,” 2014.
- [69] <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATAPREPARATION/DQSummary/>.
- [70] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Monitoring and data quality assessment of the ATLAS liquid argon calorimeter,” 2014.
- [71] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/RunStatsPublicResults2010>.
- [72] J. Pequeno and P. Schaffner, “An computer generated image representing how ATLAS detects particles.” Jan 2013.
- [73] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data,” *Eur.Phys.J.*, vol. C72, p. 1909, 2012.

- [74] “Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-047, CERN, Geneva, May 2012.
- [75] T. G. Cornelissen, M. Elsing, I. Gavrilenko, J. F. Laporte, W. Liebig, M. Limper, K. Nikolopoulos, A. Poppleton, and A. Salzburger, “The global χ^2 track fitter in ATLAS,” *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 119, p. 032013, 2008.
- [76] “Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton-proton collision data,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-032, CERN, Geneva, Jun 2014.
- [77] “Preliminary results on the muon reconstruction efficiency, momentum resolution, and momentum scale in ATLAS 2012 pp collision data,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-088, CERN, Geneva, Aug 2013.
- [78] H. HSG2, “Event selection and background estimation for the measurement of the properties of the Higgs particle in the four lepton decay channel with the ATLAS detector,” Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2013-1599, CERN, Geneva, Dec 2013.
- [79] S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4 : A Simulation toolkit,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A506, pp. 250–303, 2003.
- [80] B. Lenzi and R. Turra, “Monte Carlo calibration update for electrons and photons using multivariate techniques,” Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2013-1426, CERN, Geneva, Oct 2013.
- [81] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ channels with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of pp collision data,” 2014.
- [82] L. Di Ciaccio, D. Fournier, and F. Hubaut, “High Voltage corrections for electromagnetic calorimeter,” Tech. Rep. ATL-COM-LARG-2005-003, CERN, Geneva, Apr 2005.
- [83] <https://indico.cern.ch/event/131294/session/1/contribution/6/1/material/slides/0.pdf>.
- [84] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, “Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance,” Tech. Rep. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008.
- [85] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “The Anti-k(t) jet clustering algorithm,” *JHEP*, vol. 0804, p. 063, 2008.
- [86] “Data-Quality Requirements and Event Cleaning for Jets and Missing Transverse Energy Reconstruction with the ATLAS Detector in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-038, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [87] V. Grassi, “The Atlas Liquid Argon Calorimeter at the CERN Large Hadron Collider : General Performance and Latest Developments of the High Voltage System,” Tech. Rep. ATL-LARG-PROC-2013-013, CERN, Geneva, Nov 2013.

-
- [88] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using $\sqrt{s} = 8$ TeV proton–proton collision data,” *JHEP*, vol. 1409, p. 176, 2014.
 - [89] J. Maurer, “Mesure des performances de reconstruction des électrons et recherche de Supersymétrie dans les canaux avec deux leptons de même charge dans les données du détecteur ATLAS,”
 - [90] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, “Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method,” *JHEP*, vol. 0711, p. 070, 2007.
 - [91] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual,” *JHEP*, vol. 0605, p. 026, 2006.
 - [92] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector,” 2014.
 - [93] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, “NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG,” *J. High Energy Phys.*, vol. 04, p. 002, Dec 2008. Comments : 25 pages, 18 figures.
 - [94] P. Nason and C. Oleari, “NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG,” *JHEP*, vol. 1002, p. 037, 2010.
 - [95] S. Dittmaier, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka, *et al.*, “Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 2. Differential Distributions,” 2012.
 - [96] D. de Florian, G. Ferrera, M. Grazzini, and D. Tommasini, “Higgs boson production at the LHC : transverse momentum resummation effects in the $H \rightarrow 2\gamma$, $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ and $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ decay modes,” *JHEP*, vol. 1206, p. 132, 2012.
 - [97] M. Grazzini and H. Sargsyan, “Heavy-quark mass effects in Higgs boson production at the LHC,” *JHEP*, vol. 1309, p. 129, 2013.
 - [98] A. Bredenstein, A. Denner, S. Dittmaier, and M. Weber, “Precise predictions for the Higgs-boson decay $H \rightarrow WW/ZZ \rightarrow 4$ leptons,” *Phys.Rev.*, vol. D74, p. 013004, 2006.
 - [99] A. Bredenstein, A. Denner, S. Dittmaier, and M. Weber, “Radiative corrections to the semileptonic and hadronic Higgs-boson decays $H \rightarrow WW/ZZ \rightarrow 4$ fermions,” *JHEP*, vol. 0702, p. 080, 2007.
 - [100] P. Golonka and Z. Was, “PHOTOS Monte Carlo : A Precision tool for QED corrections in Z and W decays,” *Eur.Phys.J.*, vol. C45, pp. 97–107, 2006.
 - [101] T. Melia, P. Nason, R. Rontsch, and G. Zanderighi, “ $W+W-$, WZ and ZZ production in the POWHEG BOX,” *JHEP*, vol. 1111, p. 078, 2011.
 - [102] T. Binoth, N. Kauer, and P. Mertsch, “Gluon-induced QCD corrections to $pp \rightarrow ZZ \rightarrow l$ anti- l prime anti- l -prime,” p. 142, 2008.

- [103] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. D. Polosa, “ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions,” *JHEP*, vol. 0307, p. 001, 2003.
- [104] K. Melnikov and F. Petriello, “Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha_s^2)$,” *Phys.Rev.*, vol. D74, p. 114017, 2006.
- [105] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, and J. H. Kuhn, “The tau decay library TAUOLA : Version 2.4,” *Comput.Phys.Commun.*, vol. 76, pp. 361–380, 1993.
- [106] P. Golonka, B. Kersevan, T. Pierzchala, E. Richter-Was, Z. Was, *et al.*, “The Tauola photos F environment for the TAUOLA and PHOTOS packages : Release. 2.,” *Comput.Phys.Commun.*, vol. 174, pp. 818–835, 2006.
- [107] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, *et al.*, “Event generation with SHERPA 1.1,” *JHEP*, vol. 0902, p. 007, 2009.
- [108] “A measurement of the ATLAS muon reconstruction and trigger efficiency using J/psi decays,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-021, CERN, Geneva, Mar 2011.
- [109] <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20120404/TopoIsolation/ATL-COM-PHYS-2012-362/ATL-COM-PHYS-2012-362.pdf>.
- [110] <https://indico.cern.ch/event/163453/session/0/material/slides/0?contribId=4>.
- [111] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B726, pp. 88–119, 2013.
- [112] A. Hoecker, J. Stelzer, F. Tegenfeldt, H. Voss, K. Voss, *et al.*, “TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis,” *PoS*, vol. ACAT, p. 040, 2007.
- [113] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro, “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations,” Tech. Rep. arXiv :1405.0301. CERN-PH-TH-2014-064. CP3-14-18. LPN14-066. MCNET-14-09. ZU-TH 14-14, May 2014. Comments : 158 pages, 27 figures ; a few references have been added.
- [114] M. Pivk and F. R. Le Diberder, “SPlot : A Statistical tool to unfold data distributions,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A555, pp. 356–369, 2005.
- [115] http://www-cdf.fnal.gov/physics/statistics/notes/pois_eb.txt.
- [116] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), *Physics Letters B* 667, 1 (2008).
- [117] W. Verkerke and D. P. Kirkby, “The RooFit toolkit for data modeling,” *eConf*, vol. C0303241, p. MOLT007, 2003.
- [118] CMS Collaboration, S. Chatrchyan, *et al.*, “Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state,” *Phys.Rev.*, vol. D89, p. 092007, 2014.
- [119] CMS Collaboration, S. Chatrchyan, *et al.*, “Precise determination of the mass of the Higgs boson and studies of the compatibility of its couplings with the standard model,” 2014.

- [120] CMS Collaboration, V. Khachatryan, *et al.*, “Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties,” 2014.
- [121] “Determination of the off-shell Higgs boson signal strength in the high-mass ZZ final state with the ATLAS detector,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-042, CERN, Geneva, Jul 2014.
- [122] CMS Collaboration, V. Khachatryan, *et al.*, “Constraints on the Higgs boson width from off-shell production and decay to Z-boson pairs,” *Phys.Lett.*, vol. B736, p. 64, 2014.
- [123] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al.*, “Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data,” *Phys.Lett.*, vol. B726, pp. 120–144, 2013.
- [124] “Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the four lepton decay channel with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-013, CERN, Geneva, Mar 2013.
- [125] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Heinemeyer, C. Mariotti, G. Passarino, and R. Tanaka (Eds.), “Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 3. Higgs Properties,” *CERN-2013-004*, CERN, Geneva, 2013.
- [126] “Evidence for Higgs boson Yukawa couplings in the $H \rightarrow \tau\tau$ decay mode with the ATLAS detector,” Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-061, CERN, Geneva, Oct 2014.
- [127] April 2012. Event display d’un candidat Z se désintégrant en 2 muons lors d’un événement avec 25 vertex reconstruits, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/EventDisplayStandAlone>.
- [128] ATLAS Collaboration, “Event display of a Higgs boson candidate decaying in 4mu.” General Photo, Jul 2012.
- [129] ATLAS Collaboration, “Event display of a Higgs boson candidate decaying in 4e.” General Photo, Jul 2012.
- [130] ATLAS, Collaboration, “Event display of a Higgs boson candidate decaying in 2e2mu.” General Photo, Jul 2012.

RÉSUMÉ

Les travaux de thèse effectués au sein de la collaboration ATLAS et présentés dans ce manuscrit se sont déroulés dans le contexte de la découverte d'une nouvelle particule dans la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard au LHC. Ma contribution dans le cadre de l'analyse du boson de Higgs dans le canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ s'est manifestée à plusieurs niveaux entre la prise des données et leur analyse. Après une introduction du cadre théorique, le LHC et le détecteur ATLAS sont présentés ainsi que leurs performances durant cette première phase de prise de données comprenant les données acquises en 2011 et 2012. Une attention particulière est portée aux calorimètres à argon liquide et au traitement de la qualité des données enregistrées par ce système. Des études de validation des données collectées durant des conditions non nominales de la haute tension des calorimètres à argon liquide ont abouti à la récupération de 2% des données collectées, les rendant ainsi disponibles pour l'analyse de physique. Ceci a un impact direct sur le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ où le nombre d'événements attendus est faible. Dans le but d'optimiser l'acceptance du canal de désintégration en quatre électrons, des nouveaux algorithmes de reconstruction des électrons ont été introduits en 2012, et la mesure de son efficacité est présentée. Le gain d'efficacité allant jusqu'à 7% pour les électrons de basse énergie transverse ($15 < E_T < 20$ GeV) constitue une des améliorations de l'analyse dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ qui est présentée pour les données 2012. Les méthodes d'estimation du bruit de fond réductible des canaux contenant des électrons dans l'état final ont été au centre de l'attention durant la période qui a suivi la découverte et sont particulièrement décrites. Les mesures de propriétés du boson découvert, basées sur les données de 2011 et 2012 sont présentées.

ABSTRACT

The work presented in this thesis within the ATLAS collaboration was performed in the context of the discovery of a new particle at the LHC in the search for the Standard Model Higgs boson. My contribution to the Higgs boson search is focused in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ channel at different level, from the data taking to the physics analysis. After a theoretical introduction, the LHC and the ATLAS detector are presented as well as their performance during the 2011 and 2012 runs. A particular consideration is given to the liquid argon calorimeters and to the data quality assesment of this system. The validation of the data recorded during non-nominal high voltage conditions is presented. This study allowed to recover 2% of the data collected available for physics analyses. This has a direct impact on the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ channel where the number of signal events expected is very low. In order to optimize the acceptance of the four electrons decay channel, novel electron reconstruction algorithms were introduced in 2012. The measurement of their efficiency is presented. The efficiency gain reaching 7% for low transverse energy electrons ($15 < E_T < 20$ GeV) is one of the main improvements in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ analysis presented using the data recorded in 2012. The reducible background estimation methods in the channels containing electrons in the final state that were of primary importance after the discovery are detailed. Finally, the measurement of the new boson properties are presented based on the 2011 and the 2012 recorded data.

